LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

COMMUNICATIONS PRÉSENTÉES

à Strasbourg, les 23, 24 et 25 mai 1961 au

COLLOQUE SUR LA PHYSIQUE NUCLÉAIRE AUX BASSES ET MOYENNES ÉNERGIES

organisé par la

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE DE LA SOCIÉTÉ FRANCAISE DE PHYSIQUE

et

LE CENTRE DE RECHERCHES NUCLÉAIRES DE STRASBOURG-CRONENBOURG

(Communications techniques)

Recueil édité avec le concours de Mme P. GUGENBERGER
Département de Physique Nucléaire et de Physique du Solide, C. E. N., Saclay

ÉTAT ACTUEL D'UNE SOURCE DE PROTONS ET DEUTONS POLARISÉS

Par MM. J. THIRION, R. BEURTEY et A. PAPINEAU,
C. E. N., Saclay.

Résumé. — Cet exposé décrit les résultats obtenus dans le cas de la polarisation des deutons. La transition en « passage adiabatique » a été effectuée dans une proportion de 80 %.

Abstract. — This account points out the results obtained in the case of the polarization of deuterons. The " adiabatic passage " transition has been carried out with 80 % yield.

1. **Rappel.** — Une source de protons polarisés en construction au cyclotron de Saclay (*fig.* 1) nous a permis de produire un faisceau d'atomes d'hydrogène dont les protons ont pratiquement une polarisation égale à un [1]. L'ensemble expérimental d'étude comporte quatre parties : un ensemble dissociateur-injecteur d'atomes, selon le principe préconisé par Keller [2] ; un appareil électromagnétique sextupolaire qui focalise axialement les atomes d'hydrogène à spin électronique « en haut » et défocalise les autres ; un ensemble « polariseur » qui par une transition en « passage adiabatique » dans le domaine des radiofréquences (3 000 MHz) permet d'obtenir une polarisation de protons voisine de un. Le principe, suggéré par MM. Abragam et Winter [3], a été appliqué avec succès aux protons (transition indiquée sur la figure 2) ; la polarisation obtenue était mesurée par un appareil Stern et Gerlach qui permettait, après compression du jet atomique dévié, de savoir dans quelle proportion l'état n° 2 s'était « vidé » au profit de l'état n° 4.

2. **Cas du deutérium.** — On voit (*fig.* 3), sur le diagramme de structure hyperfine du deutérium,

POMPE ROOTS
AIMANT SEXTUPOLAIRE
AIMANT ET CAVITÉ RADIO-FREQUENCE
STERN ET GERLACH DE DÉTECTION
ÉLECTRO-AIMANT
SOURCE D'ATOMES
POMPES LEYBOLD
SOURCE DE PROTONS POLARISES ENSEMBLE EXPERIMENTAL
POMPE EDWARDS

FIG. 1.

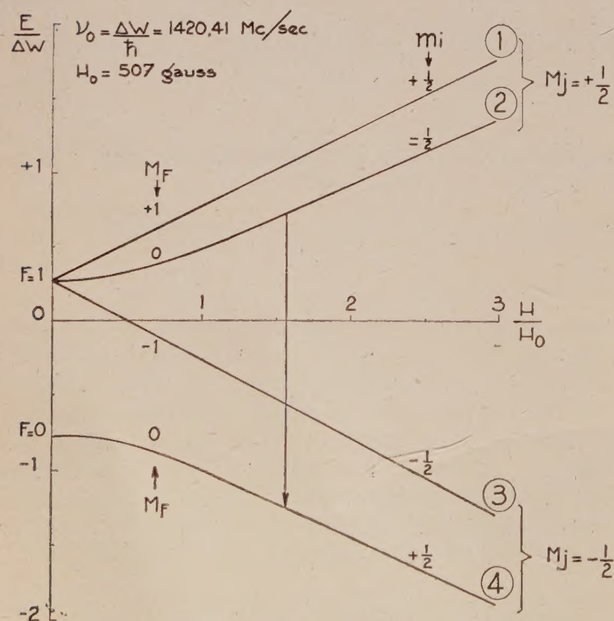


FIG. 2. — Structure hyperfine de l'atome d'hydrogène.

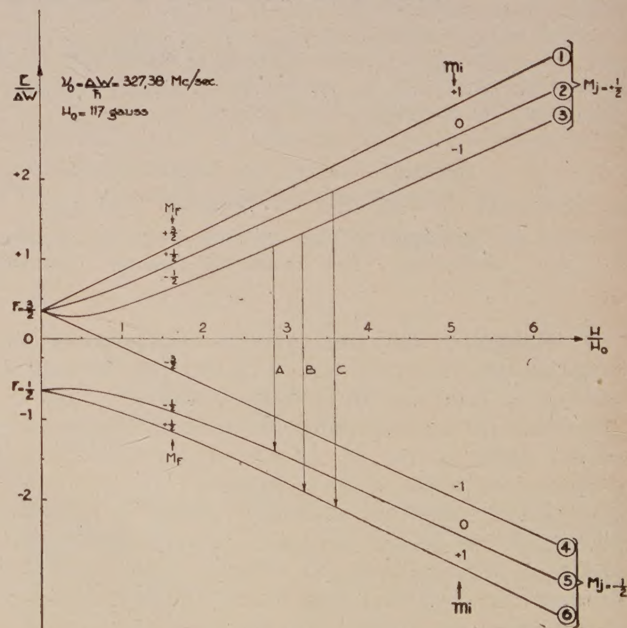


FIG. 3. — Structure hyperfine de l'atome de deutérium.

qu'après élimination des états 4 ; 5 et 6, trois transitions sont à la fois possibles et intéressantes, permettant d'obtenir les trois mélanges :

$$\text{Transition A : } \frac{2}{3}(0) + \frac{1}{3}(1).$$

$$\text{Transition B : } \frac{2}{3}(1) + \frac{1}{3}(0).$$

$$\text{Transition C : } \frac{2}{3}(1) + \frac{1}{3}(-1).$$

D'après la condition d'adiabaticité [1], [3], il devient nécessaire de fournir à la cavité où se fait la transition une énergie nettement supérieure à celle nécessaire aux atomes d'hydrogène léger. Effectivement, avec le magnétron employé pour les protons (70 watts) on n'observait, pour la transition (C), que quelques pour cent de basculement. Ayant augmenté d'un facteur deux le Q de la cavité, et utilisé un carcinotron CSF de 400 watts, nous avons observé une efficacité de basculement de l'ordre de 80 %. Le système de détection était le même que celui utilisé dans le cas des protons, mais la précision de la mesure était inférieure, ceci étant dû, en particulier, à la variation de 1/3 seulement du faisceau défléchi supérieurement par effet Stern et Gerlach.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Beurtey, Papineau et Thirion, Symposium de Bâle, *Helvetica Physica Acta*, 1960, Supplément VI, 108-126.
[2] Keller, Dick et Fidecaro, Rapport CERN n° 60-2.
[3] Abragam et Winter, *Phys. Rev. Letters*, 1958, 1, 374.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE
SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 143 A.

DÉPLACEMENT TÉLÉCOMMANDÉ D'UNE SOURCE D'IONS EN FONCTIONNEMENT SUR UN ACCÉLÉRATEUR ÉLECTROSTATIQUE

Par B. OLKOWSKY,
C. E. N., Saclay.

Résumé. — Nous présentons un dispositif qui permet, par télécommande, de déplacer une source d'ions en fonctionnement sur un Van de Graaff. Nous pouvons ainsi recentrer avec plus d'efficacité le faisceau d'ions.

Abstract. — We present an apparatus for moving an ion source by remote control, while operating in a Van de Graaff. This allows the beam to be recentred more efficiently.

1° **Exposé du problème.** — Dans les accélérateurs électrostatiques particulièrement, il est indispensable d'obtenir un faisceau d'ions très bien centré dans le tube. Il peut exister plusieurs causes de décentrage du faisceau :

1. Difficulté d'un centrage mécanique parfait de l'ensemble source, focalisation, tube.
2. Modification des pièces sous l'effet de la chaleur.
3. Possibilité de modification des conditions de focalisation dans la source d'ions (canal de sortie, état du bulbe de la source H. F.).
4. Imperfection du tube d'accélération.

Ces causes agissent et modifient la position du faisceau en fonction de la tension de la machine.

2° **Méthode usuelle de centrage.** — Après la sortie du tube accélérateur, on dispose convenablement des plaques ou tiges auxquelles on applique une différence de potentiel continue. Sous l'action du champ électrique le faisceau subit une déviation et l'on parvient à le recentrer.

Cependant le résultat n'est pas très précis et les réglages quelquefois délicats. D'autre part, dans le tube, le faisceau est toujours dévié et risque dans certains cas, de toucher les électrodes, et de créer de mauvaises conditions d'accélération et de focalisation.

3° **Méthode utilisée.** — 1. Conditions imposées. — La source est constituée d'un bulbe de pyrex ; pression à l'intérieur de l'ordre de 10^{-2} mm Hg ; à l'extérieur : 8 à 10 kg/cm^2.

Une self enserre ce bulbe ; la source est en fonctionnement (H. F. 10 Mc) ; le volume est réduit.

2. Solution. — Nous avons créé un dispositif qui déplace la source d'ions sur son support. La

figure montre le plateau support du bulbe et le principe du fonctionnement. Le déplacement s'effectue sur un joint torique en caoutchouc.

Parce que la source est au potentiel de la haute tension de la machine, il faut télécommander l'ensemble à l'aide de deux motoréducteurs. Le plateau se déplace sur le joint de 5 mm en 24 secondes. Le faisceau est observé par télévision sur un quartz

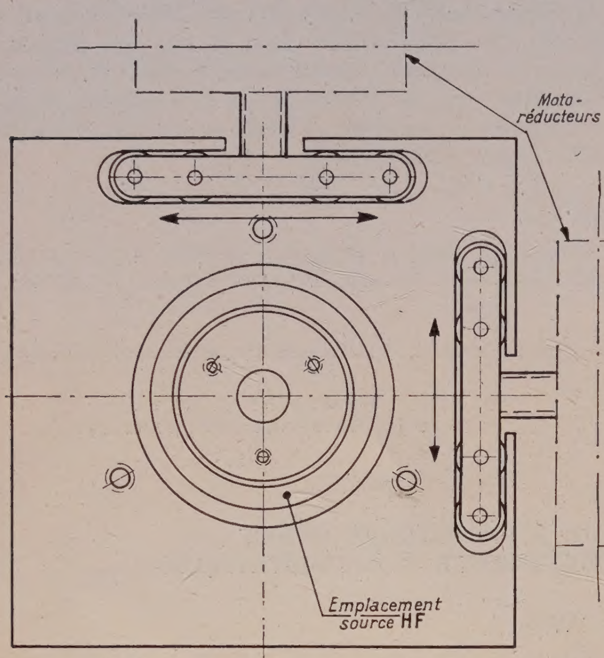
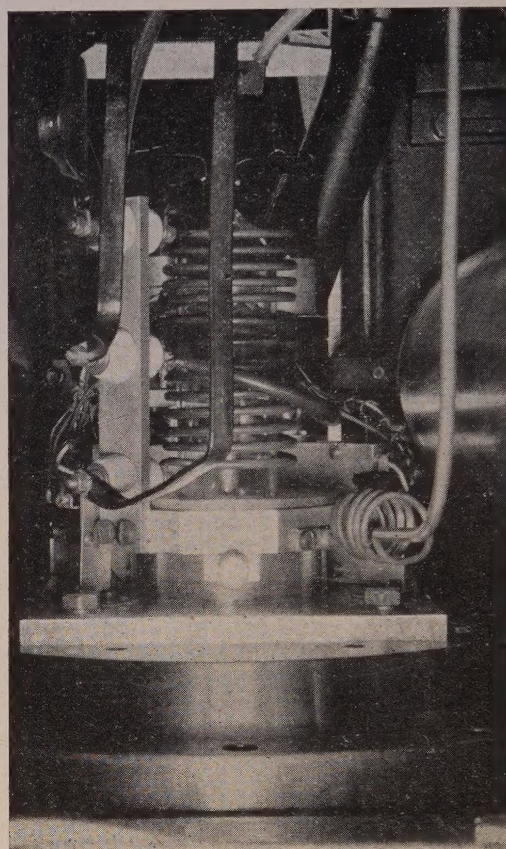


Fig. 1. — Dispositif de déplacement télécommandé d'une source d'ions.

situé après le tube, à 6,6 mètres de l'orifice de sortie de la source. Les commandes se font suivant les deux directions N.-O.-S.-E. et N.-E.-S.-O.

Ce système permet, en fonctionnement, de déplacer le faisceau dans tout le plan du quartz d'observation, de quelques dixièmes de mm à 30 mm. L'encombrement de l'ensemble est de



180 × 180 × 200 (mm). Une vanne permet d'isoler le tube, lors du changement du bulbe.

Ce dispositif est utilisé depuis octobre 1960 sur le Van de Graaff de 5 MeV de la S. A. P. N. B. E. à Saclay.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 145 A.

DISPOSITIF DE PULSATION DU FAISCEAU D'UN ACCÉLÉRATEUR VAN DE GRAAFF DE 3 MEV

Par G. BOUGNOT, R. GALIANA, J. SAMUELI et A. SARAZIN,
Institut d'Études Nucléaires d'Alger.

Résumé. — On décrit un dispositif électrostatique permettant l'obtention d'impulsions de protons inférieures à la nanoseconde avec une fréquence de répétition de 10 MHz. Le courant moyen obtenu est de 0,1 μA. Les circuits électroniques de chronométrage associés au dispositif de pulsation sont également décrits.

Abstract. — We describe an electrostatic apparatus allowing to obtain proton pulses, the duration of which are less than a nanosecond, with a repetitive rate of 10 MHz.
The average current reached is about 0.1 μA.
The time measurement electronic circuits related to the pulse system are also described.

Introduction. — Le principe de l'obtention d'impulsions périodiques de particules par déflexion électrostatique du faisceau est bien connu [1, 2, 3] : on dirige le faisceau entre des plaques sur lesquelles est appliquée une tension sinusoïdale de telle façon qu'il soit dévié alternativement vers chacune de ces plaques. Il suffit de placer un diaphragme percé d'un orifice pour produire une impulsion de particules à chaque passage du faisceau. On obtient ainsi des impulsions d'autant plus courtes que la vitesse de balayage est grande et que l'orifice du diaphragme est petit. En fait, avec un tel dispositif on obtient deux impulsions de particules par période du signal sinusoïdal ce qui peut créer une difficulté de repérage dans le temps. En effet, si le diaphragme de pulsation n'est pas exactement positionné au centre du segment de droite décrit par le faisceau, les deux impulsions ne sont pas séparées d'une demi période mais de deux valeurs successives différentes. Pour éviter cette difficulté, nous avons adopté un balayage en ellipse obtenu par deux ensembles de déflexion, l'un horizontal, l'autre vertical recevant des tensions convenablement déphasées.

Montage expérimental. — La figure 1 représente le montage. L'accélérateur Van de Graaff de 3 MeV est disposé verticalement. L'aimant analyseur introduit une déflection de 90°. Après les fentes de stabilisation entre lesquelles est focalisé le faisceau, nous avons disposé un diaphragme de 3 mm de diamètre destiné à limiter sa divergence avant l'entrée dans une paire de lentilles quadrupolaires électrostatiques (*fig.* 2). Ces lentilles refocalisent le faisceau sur le diaphragme de pulsation. Nous obtenons ainsi un courant de protons compris entre 5

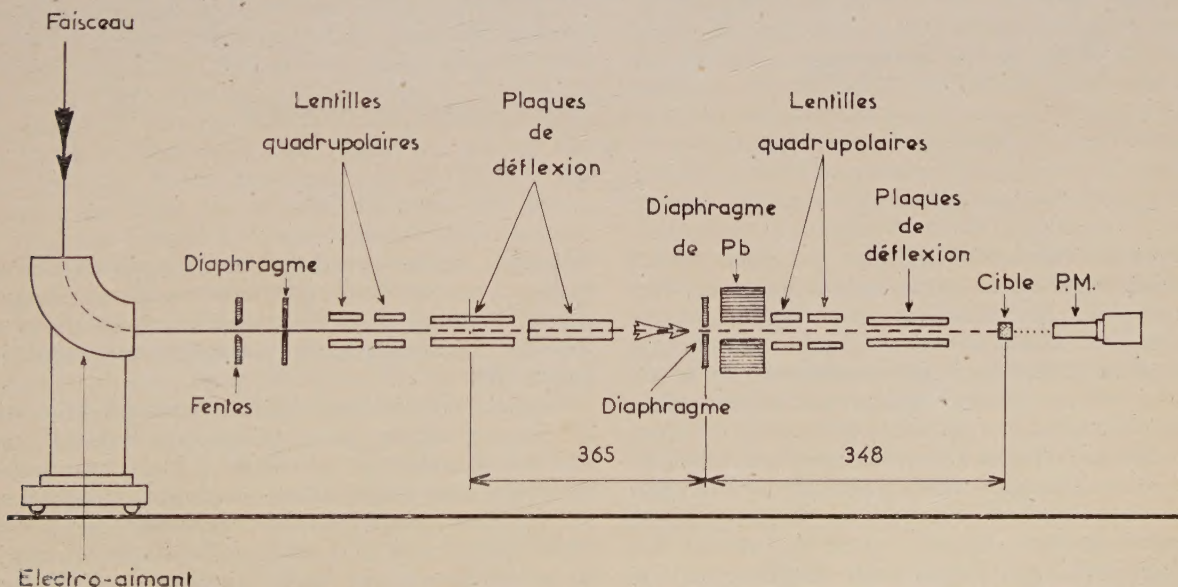


Fig. 1.

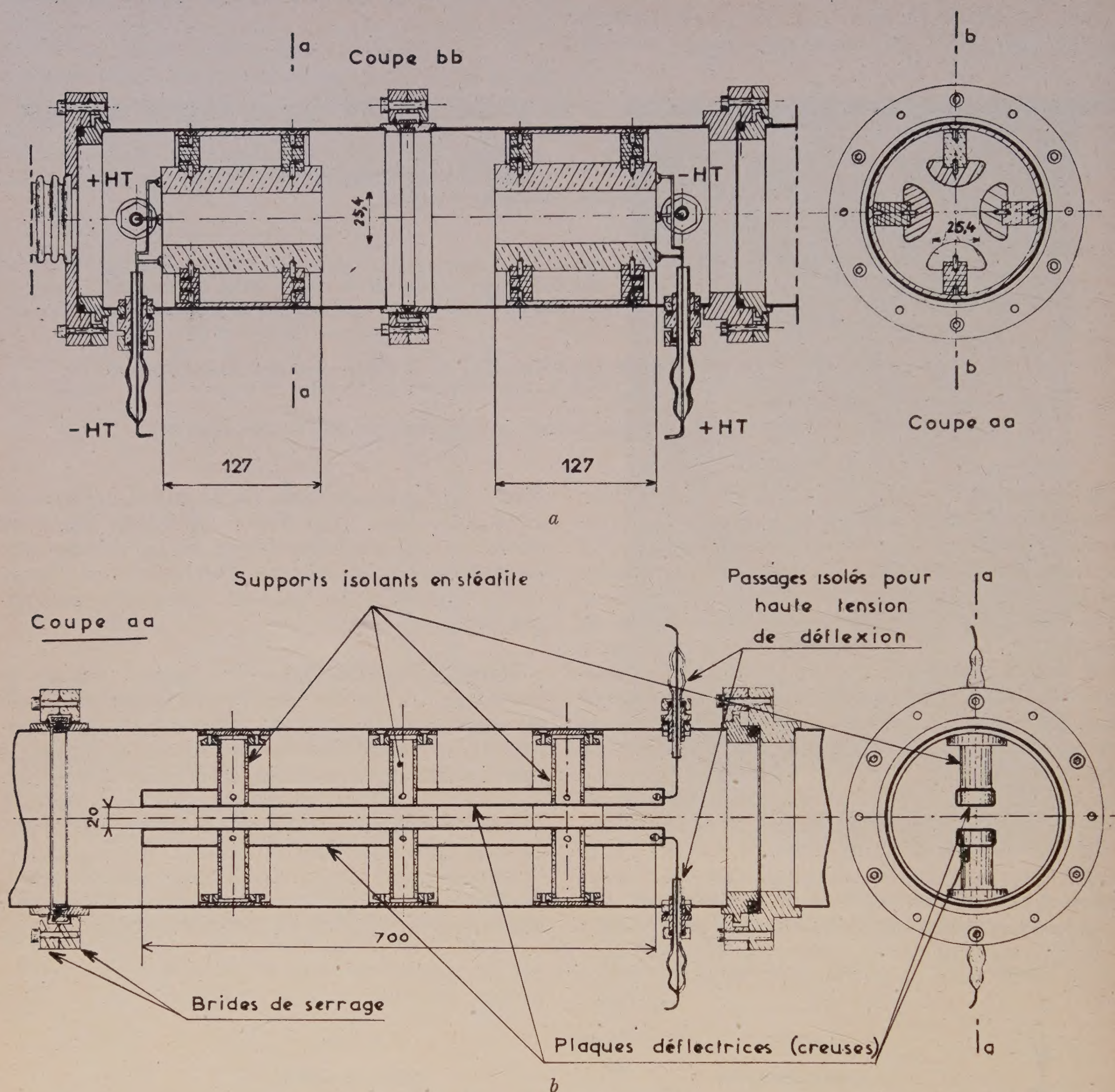


Fig. 2.

et 10 μA à l'entrée des lentilles qui sont placées immédiatement avant les premières plaques déflectrices disposées horizontalement. Le diaphragme de pulsation est constitué d'une plaque métallique percée d'un orifice de 3 mm et recouverte d'une plaque de verre métallisé qui permet à l'aide d'un miroir à 45° et d'une lucarne, d'observer l'ellipse décrite par le faisceau. Les secondes plaques déflectrices sont disposées verticalement, une tension continue appliquée sur l'une de ces plaques déplace l'ellipse dans son ensemble pour qu'une de ses branches passe sur l'orifice du diaphragme. Le bloc de plomb placé à proximité arrête une partie des rayonnements produits sur le diaphragme. Pour éviter ce rayonnement parasite la cible est éloignée d'une certaine distance. Une seconde paire de lentilles électrostatiques permet la refocalisation sur la cible.

Une paire de plaques déflectrices supplémentaire est disposée après ces dernières lentilles. Elle permet l'utilisation de plusieurs cibles en bout de montage, une polarisation continue appliquée sur les plaques permettant de défléchir le faisceau pour atteindre la cible choisie. Ce dispositif inspiré de celui décrit par Birk [3] permet d'effectuer successivement des mesures sur diverses cibles et

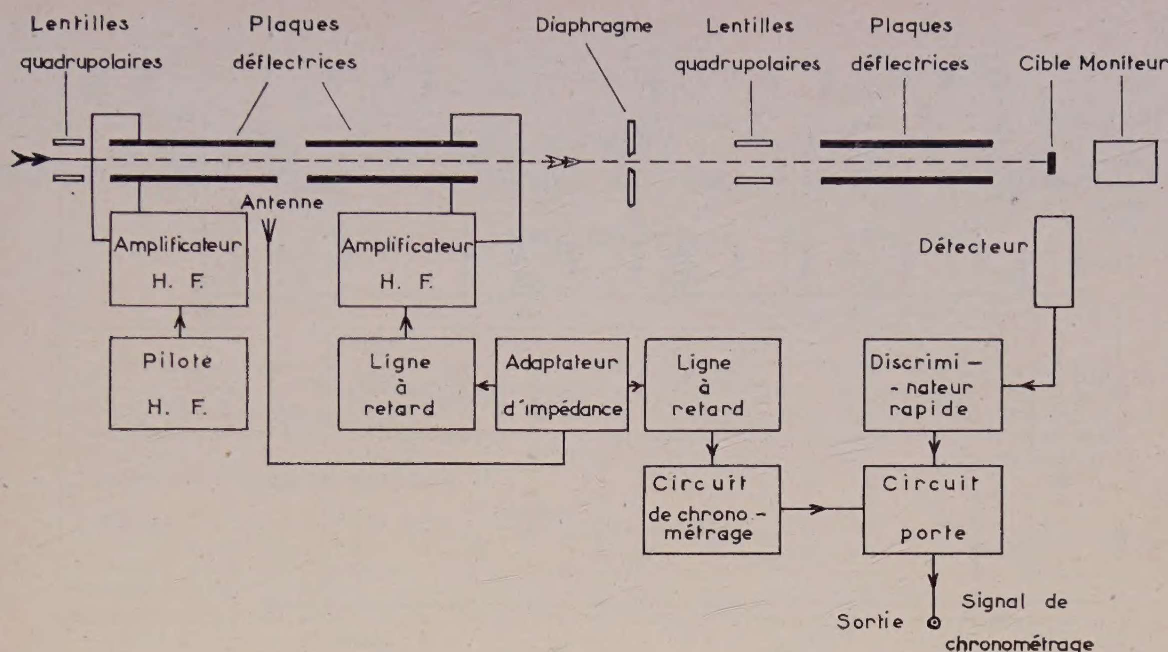


Fig. 3.

de déterminer, par exemple, l'origine des temps en utilisant des noyaux dont la durée de vie du premier niveau excité est très brève.

Circuits électroniques. — La figure 3 représente le montage électronique du dispositif de pulsation et de chronométrage.

Pulsation. — Deux circuits amplificateurs sont utilisés pour fournir la puissance haute fréquence aux plaques déflectrices. Le pilotage est effectué par quartz. Chacun des circuits d'alimentation des déflecteurs est constitué d'un préamplificateur (EL 84 + 2X6 L 6) suivi d'un étage de puissance (P 600A CSF) fonctionnant en classe C. La charge anodique de ce tube est un circuit oscillant dont les plaques déflectrices constituent la capacité. Ces plaques (*fig.* 2) ont une longueur de 70 cm, une largeur de 2,54 cm et sont distantes de 2 cm. L'inductance anodique est connectée en autotransformateur de rapport 5,5 environ. Les alimentations haute tension des tubes P 600 A sont réglables entre 1 000 et 3 000 volts et permettent ainsi que les injections variables, le réglage des tensions haute fréquence. Pour éviter une dérive trop importante du déphasage entre les tensions haute fréquence appliquées, le second amplificateur est alimenté non par le pilote, mais par la tension recueillie aux bornes d'une boucle placée près du circuit oscillant du premier amplificateur.

Un adaptateur d'impédance et une ligne à retard réglable sont insérés dans ce circuit permettant un choix aisé du déphasage entre les deux déflecteurs. La même boucle alimente le circuit de chrono métrage et un voltmètre donnant une indication relative de la tension aux bornes du premier déflecteur. La puissance maximum disponible aux bornes de chaque amplificateur est de l'ordre de 400 watts, la tension crête à crête aux bornes du déflecteur étant alors de 8 000 volts environ.

Circuit de chronométrage. — Ce circuit a pour but de fournir un signal décalé d'un temps constant par rapport à l'instant d'émission d'une impulsion de protons. L'intensité du faisceau étant assez faible, la méthode la plus simple pour déterminer cet instant est de produire un signal dérivé des tensions sinusoïdales appliquées aux déflecteurs. Nous avons indiqué précédemment que la tension sinusoïdale provient d'une boucle couplée au circuit anodique final du premier amplificateur haute fréquence. Cette méthode d'alimentation a pour but d'éliminer les variations de déphasage pouvant intervenir dans l'amplificateur, le signal aux bornes de la boucle étant synchrone de celui appliqué aux plaques de déflexion. En fait, il est utile d'associer un circuit porte au circuit de chronométrage car le signal de chronométrage n'est utile que lorsqu'un événement nucléaire lié à l'arrivée de l'impulsion de protons sur la cible aura été détecté. La figure 4 indique le schéma de ces circuits. Le circuit de chronométrage est constitué des tubes V_1 à V_5. V_1 est polarisé de façon à ne laisser passer que les alternances positives de la tension sinusoïdale d'entrée. Après amplification par V_2 et V_3 les signaux sont coupés par câble dans l'anode de V_4.

Fig. 4.

V_5 élimine les parties négatives des impulsions résultantes. On applique donc à la première entrée du circuit d'addition (V_6) un train de signaux négatifs d'amplitude 2 volts et de largeur 7 ns environ dont la fréquence de répétition est celle de la tension. Le circuit porte, quant à lui, ne doit laisser passer un signal de chronométrage qu'en présence d'un signal d'ouverture.

Les tubes V_9, V_{10} et V_{11} transforment ce signal en impulsion rectangulaire de 50 ns de large et d'amplitude 2 volts qui est envoyée sur la grille de V_7. La fonction porte est réalisée par le circuit d'addition (V_6 et V_7) et par le tube V_8 qui effectue une discrimination à seuil légèrement supérieur à l'amplitude commune des deux signaux additionnés. Après discrimination, seul sort le signal de chronométrage arrivé pendant le temps d'ouverture de 50 ns.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Good (W. M.), *Nucl. Inst.*, 1960, **6**, 323.

[2] Ballini (R.) et Kuo (L. G.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 47 A.

[3] Birk (M.), Goldring (G.) et Wolfson (Y.), *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 730.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 149 A.

MESURES DE SECTIONS EFFICACES POUR DES NEUTRONS DE 14,7 MEV UTILISATION DE LA PARTICULE α ASSOCIÉE AU NEUTRON DANS LA RÉACTION T(d,n)^{4}He

Par D. DIDIER
C. E. A.

Résumé. — L'utilisation de la particule α associée au neutron rend plus aisée la mesure des sections efficaces pour des neutrons d'énergie voisine de 14 MeV. Après une description de l'appareillage nous donnons quelques exemples de mesures réalisées par cette méthode, nous décrivons également quelques expériences en cours. Nous étudions le cas des sections totales et des sections de collision non élastique. La mesure des sections élastiques différentielles et l'étude du spectre transmis sont également envisagées.

Abstract. — Neutron cross section measurements are greatly facilitated by the use of the associated α particle in the 14 MeV region. We first describe the experimental assembly and we give some examples of the measurements obtained with this method. We also describe some experiments in progress. The total cross sections and nonelastic collision cross sections are studied in detail. The differential elastic cross sections and the measurement of the neutron transmission spectrum are also considered.

I. **Introduction.** — Les neutrons d'énergie voisine de 14 MeV sont obtenus facilement en bombardant une cible de tritium adsorbé dans du titane par des deutérons accélérés à 200 keV dans un accélérateur électrostatique.

Les deux particules produites au cours de la réaction T(d, n)^{4}He sont éjectées au même instant dans des directions qui sont opposées dans le système se référant au centre des masses.

Il est souvent très utile d'exploiter cette correspondance des deux particules α et n dans le temps et dans l'espace soit pour définir un faisceau de neutrons sans apport de matériaux soit pour déterminer l'instant de production du neutron incident. Plusieurs auteurs ont utilisé la particule α associée au neutron pour leurs études [1] à [5] et [24].

II. **Détection des particules.** — 1. — Les neutrons rapides sont détectés par un scintillateur organique placé devant un photomultiplicateur 56 AVP. Ce détecteur possède deux sorties d'impulsions : une sortie linéaire sur la 10e dynode ; une sortie rapide sur l'anode.

Un discriminateur placé sur la sortie linéaire permet de n'enregistrer que les impulsions produites par des protons de recul d'énergie supérieure à 11 MeV. Ceci permet d'éliminer les impulsions produites par les neutrons diffusés qui ont perdu une partie de l'énergie initiale et les impulsions des rayons γ présents dont l'énergie est inférieure à 5,3 MeV environ.

L'étude du spectre des neutrons transmis montre que nous enregistrons ainsi des impulsions qui proviennent de neutrons incidents et de neutrons diffusés par diffusion élastique (sauf une partie de ceux qui sont diffusés par les éléments légers).

2. — Les particules α sont détectées grâce à un scintillateur plastique ou un cristal d'iodure de césium. Le plastique présente l'avantage d'avoir un temps de luminescence très court (3.10^{-9} s) tandis que l'ICs a un temps de luminescence beaucoup plus long ($> 10^{-6}$ s) il ne permet donc pas de travailler avec de forts taux de comptage.

Le détecteur α est placé directement dans l'enceinte contenant la cible de tritium. Une feuille d'aluminium de 1 μ protège le scintillateur de la faible lumière produite par le faisceau de deutérons incidents.

3. — Les sorties rapides des deux détecteurs sont envoyées soit dans un montage de coïncidences rapides du type Bell [7] soit dans un montage convertisseur temps-amplitude utilisant un tube 6 BN 6 alimenté sous faible tension.

Dans le second cas, la sortie linéaire du détecteur de neutrons est utilisée pour ouvrir la porte de l'appareil de comptage ou du sélecteur d'amplitude multicanaux.

4. — Le monitoring du flux de neutrons produit par la source s'effectue d'une part en comptant les impulsions d'une voie linéaire prise sur le détecteur α, d'autre part en comptant les impulsions recueillies sur un scintillateur plastique couplé à un photomultiplicateur 53 AVP. Ce 2e moniteur est placé dans un endroit tel qu'il ne soit pas influencé par la présence des éléments mobiles du montage.

Un seuil correspondant à une énergie de protons de 10 MeV environ est placé sur la sortie linéaire du 2e moniteur de neutrons.

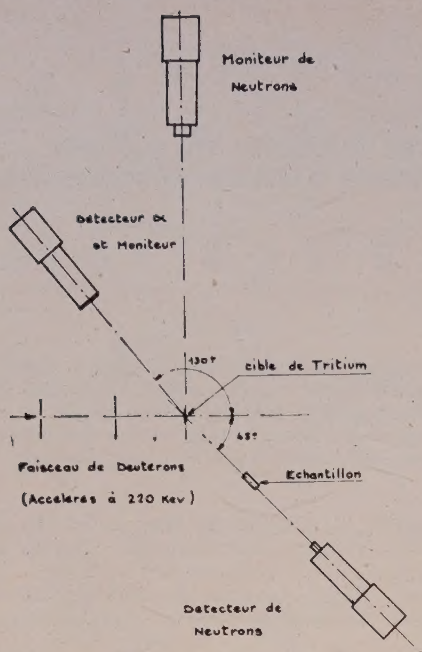


Fig. 1.

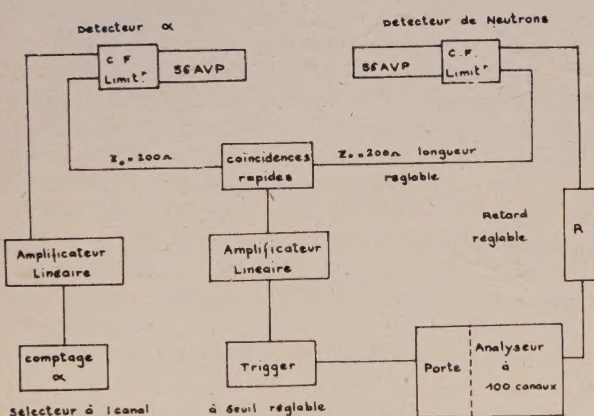


Fig. 2*a*.

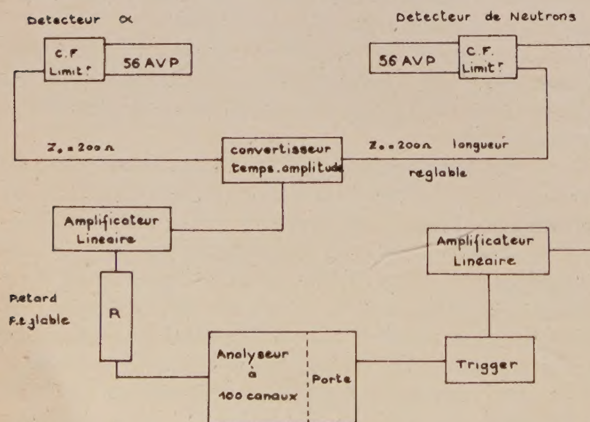


Fig. 2*b*.

Les schémas des montages sont donnés (*fig.* 1 et 2).

III. Mesures de sections totales. — 1. — La section efficace totale σ_t d'un élément se détermine en mesurant la proportion de neutrons qui traverse une quantité connue de l'élément étudié sans subir de perte d'énergie.

σ_t se déduit du rapport de transmission T mesuré par la relation :

$$T = \exp(-N\sigma_t)$$

T est la proportion de neutrons transmis.
N le nombre de noyaux par cm² d'échantillon.

Le coefficient T s'obtient expérimentalement en faisant le rapport des valeurs des flux $\Phi_i = D_i/M_i$ obtenus :

D étant le nombre d'impulsions enregistrées sur le détecteur.

M le nombre d'impulsions enregistrées sur le moniteur :

$$T = \frac{\Phi_2 - \Phi_0}{\Phi_1 - \Phi_0}$$

avec Φ_1 = Flux sans échantillon.
Φ_2 = Flux transmis.
Φ_0 = Bruit de fond.

La valeur du résultat dépend de la précision avec laquelle on mesure :

1° L'énergie des neutrons incidents.

2° Le nombre de noyaux par cm² d'échantillon.

Il dépend également des erreurs expérimentales venant des défauts d'alignement, des diffusions multiples et surtout des erreurs statistiques et de la détermination du bruit de fond.

L'emploi de la particule α associée permet :

1° de définir sans équivoque, grâce aux relations angulaires, l'énergie des neutrons incidents ;

2° de supprimer tout le bruit de fond créé par la diffusion des neutrons émis en dehors du cône utile.

Le bruit de fond se détermine généralement [8] à [14] en plaçant entre la cible et le détecteur un écran dont le coefficient de transmission est pratiquement nul ($< 10^{-4}$). Le fait d'interposer cette « barre d'ombre » modifie les conditions expérimentales, il n'est pas certain que le bruit de fond mesuré de cette façon soit celui qui intervienne en présence de l'échantillon seul. Ici la mesure avec une barre d'ombre devient inutile.

Des sondages permettent simplement de vérifier que le bruit de fond reste négligeable au cours des mesures ($\Phi_0 < 10^{-3}\,\Phi_1$).

2. Résultats. — a) *Détermination du cône associé.* — La courbe de correspondance angulaire α-n obtenue en faisant tourner le détecteur de neutrons autour de la cible présente sur la figure 3 une partie plate correspondant à une ouverture du cône égale à 3° environ.

Le cône α est limité par un diaphragme de 20 mm de diamètre placé à 50 cm de la cible.

Cette courbe a été tracée avec un montage de coïncidence dont le temps de résolution était égal à 200 ns.

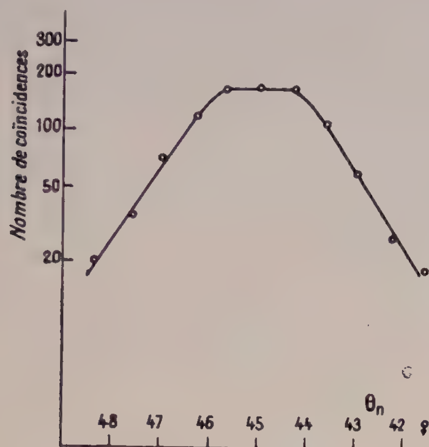


Fig. 3. — Courbe de correspondance angulaire α — neutron.

Elément	σ_t mesurée en barns	Mesures antér^res de σ_t en barns	Energie MeV	Ref^ce N°	
Be	• 14,67 ± 0,14 MeV 1,48 ± 0,05	1,53 ± 0,03 1,49 ± 0,02 1,51 ± 0,01 1,42 ± 0,02	14,0 14,1 14,11 15,00	9 10 13 10	
C	1,38 ± 0,04	1,31 ± 0,01 1,31 ± 0,02 1,47 ± 0,07 1,35 ± 0,02	14,0 14,37 14,6 15,0	13 13 14 10	
Al	1,80 ± 0,05	1,71 ± 0,03 1,75 ± 0,05 1,76 ± 0,02 1,73 ± 0,04 1,74 ± 0,04	14,0 14,1 14,4 14,5 14,6	9 10 13 14 14	
U	5,83 ± 0,22	5,87 ± 0,12 5,90 ± 0,05 5,71 ± 0,18 5,57 ± 0,10	14,0 14,25 14,5 14,6	9 13 14 14	

Fig. 4.

b) *Mesure des sections totales à 14,7 MeV.* — Dans cette première série de mesures nous avons étudié les 4 éléments suivants Be, C, Al et U, les échantillons se présentaient sous la forme de cylindres de 2 cm de diamètre. Leur longueur était telle que le coefficient de transmission soit inférieur à 0,5. Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau de la figure 4. Nous avons porté les résultats publiés antérieurement pour des énergies de neutrons voisines de 14,5 MeV.

Nos résultats ne présentent pas de différence sensible avec les résultats antérieurs.

IV. **Mesures de section de collision non élastiques.** — Il est possible d'utiliser l'ensemble précédemment décrit pour la mesure de la section de collision nonélastique par la méthode de la sphère [16] à [20].

Dans ce cas l'échantillon revêt la forme d'une sphère contenant le détecteur de neutrons. Ce détecteur est sensible aux neutrons incidents et aux neutrons diffusés par diffusion élastique.

La réponse du détecteur doit être indépendante de l'angle d'incidence des neutrons. Nous avons réalisé un détecteur isotrope à 2 % près entre 0 et 150° en taillant un scintillateur plastique en forme de sphère. Ce scintillateur doit être de petites dimensions afin de présenter une faible efficacité aux γ très énergiques.

La sphère échantillon doit être entièrement inscrite dans le cône de neutrons associé au cône α sans quoi la correction d'anisotropie de la source devient trop importante.

Il est encore plus difficile, dans le cas présent, de déterminer le bruit de fond produit par les neutrons diffusés à l'aide d'une barre d'ombre car celle-ci doit avoir des dimensions importantes afin de masquer entièrement la sphère échantillon. La présence de cette barre modifie considérablement la répartition des neutrons dans la zone de l'expérience.

Le bruit de fond mesuré avec une barre d'ombre en cuivre de 50 cm de long et 5 cm de diamètre était de l'ordre de 3 % du flux incident Φ_1, sans coïncidence α — n. L'emploi de la coïncidence α — n a ramené ce bruit de fond à une valeur inférieure à $10^{-3}\ \Phi_1$.

Nous mesurons actuellement les sections non élastiques du cuivre et de l'uranium naturel, par cette méthode. Nous appliquons les corrections indiquées par Bethe, Beyster et Carter [21] aux valeurs expérimentales obtenues.

V. **Mesures en cours.** — 1. Mesures de sections différentielles élastiques. — Le détecteur de neutrons est du même type que précédemment mais cette fois il est placé en dehors du cône des neutrons associés aux particules α captées.

Les coïncidences α — n servent à éliminer l'influence des neutrons de la cible qui frappent directement ou indirectement le détecteur sans avoir subi de diffusion dans l'échantillon. Tous ces neutrons constituent le fond parasite.

Afin de réduire les coïncidences fortuites entre α et n il y a intérêt à réduire le plus possible le temps de résolution de l'ensemble. Il est possible de fonctionner avec un temps de résolution de 3 ns.

Les échantillons se présentent sous la forme de cylindres de 3 cm de haut et 1 à 2 cm de diamètre.

2. Mesure du spectre des neutrons diffusés. — Le détecteur de neutrons doit alors comporter un dispositif de discrimination γ-neutrons [22, 23].

L'énergie des neutrons diffusés est mesurée par

temps de vol. L'instant zéro de la réaction T(d, n)^{4}He est déterminé grâce à la particule α compte tenu des temps de vol et de transit.

Il est possible actuellement d'explorer ce spectre dans la zone d'énergie comprise entre 1 MeV et l'énergie initiale.

BIBLIOGRAPHIE

[1] O'Neill (G.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 1235.
[2] Berko (S.), Whitehead (W. D.) et Groseclose (B. C.), *Nucl. Physics*, 1958, **6**, 210.
[3] Yuasa (K.), *J. Phys. Soc. Jap.*, 1958, **13**, 1248.
[4] Rayburn (L. A.), *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 1571.
[5] Garg (J.) et Torki (B.), *Acad. Sciences.*
[6] Graves (E. R.) et Rosen (L.), *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 343.
[7] Bell (R. E.), Graham (R. L.) et Petch (H. E.), *Canad. J. Physics*, 1952, **30**, 35.
[8] Barschall (H. H.), *Rev. Mod. Physics*, 1952, **24**, 120.
[9] Coon (J. H.), Graves (E. R.) et Barschall (H. H.), *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 562.
[10] Cook (C. F.) et Bonner (T. W.), *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 651.
[11] Nereson (N.) et Darden (S.), *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 1678.
[12] Poss (H. L.), Salant (E. O.) et al., *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 11.
[13] Brathenahl (A.), Peterson (J. M.) et Stoering (J. P.), *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 927.
[14] Vervier (J. F.) et Martegani (A.), *Nucl. Physics*, 1958, **6**, 260.
[15] Vervier (J. F.), *Nucl. Inst.*, 1958, **2**, 53.
[16] Bethe (H. A.), *L. A.* 1428.
[17] Beyster (J. R.), Henkel (R. L.), Nobles (R. A.) et Kister (J. M.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1216.
[18] MacGregor (M. H.), Ball (W. P.) et Booth (R.), *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 726 ; *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 1392 ; *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 1155.
[19] Graves (E. R.) et Dawis (R. W.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1205.
[20] Taylor (H. L.), Lönsjö (O.) et Bonner (T. W.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 174.
[21] Bethe (H. A.), Beyster (J. R.) et Carter (R. E.), *J. Nucl. Energ.* (I), 1956, vol. **3**, 207 et 273 ; 1957, vol. **4**, 3 et 147.
[22] Owen (R. B.), *Nucleonics*, septembre 1959.
[23] Brooks (F. D.), *Nucl. Inst. and Methods*, 1959, **4**, 151.
[24] Billaud (P.), Clair (C.) et Ouvry (J.), Conf. Genève, 58, 15/P/1186.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 152 A.

FAISCEAU INTENSE DE MÉSONS μ^- DE GRANDE PURETÉ

Par A. CITRON, C. DELORME (*), F. J. M. FARLEY, L. GOLDZAHL (**), J. HEINTZE, E. G. MICHAÉLIS, M. MORPURGO, H. ØVERAS et YU SHTCHERBAKOV (***),

C. E. R. N., Genève, Suisse.

Résumé. — Un dispositif de focalisation et d'analyse constitué d'un ensemble de 24 lentilles quadrupolaires magnétiques, et d'un électro-aimant à focalisation forte est en fonctionnement auprès du synchro-cyclotron du C. E. R. N. On donne l'intensité du faisceau de mésons μ^- obtenu (environ 10^4 μ^-/s dans une cible de 10×10 cm^2) et la contamination en mésons π^- (de l'ordre de 1 %) pour différentes bandes d'énergie. On cite les utilisateurs actuels de ce faisceau.

Abstract. — A focusing and analyzing device, 24 quadrupole lenses with an alternating gradient magnet, has been constructed near the C. E. R. N. synchrocyclotron. It provides strong fluxes of μ^- mesons (about 10^4 μ^-/sec on a 10×10 cm^2 target) with a low π meson contamination (1 % or less) for high and low energy.

Introduction. — Quand des mésons π de quantité de mouvement p_π se désintègrent en vol, les quantités de mouvement des mésons μ produits se répartissent entre les limites approximative p_π et 0,6 p_π, le spectre différentiel en énergie est rigoureusement plat. Le long de la ligne de vol le nombre de mésons π diminue et une analyse magnétique permet d'obtenir un faisceau pur de mésons μ à condition que la bande de quantité de mouvement choisie soit suffisamment à l'intérieur des limites 0,6 p_π et p_π.

Pratiquement l'obtention d'un faisceau intense de mésons μ est plus compliquée. D'une part, on

(*) C. Delorme, en congé de l'Université de Grenoble, Laboratoire de Physique Nucléaire.
(**) L. Goldzahl, C. N. R. S., Paris.
(***) Yu Shtcherbakov, Centre Nucléaire, Dubna (U. R. S. S.).

doit admettre des mésons π non monocinétiques, cependant la limite inférieure de leur spectre d'impulsion doit être supérieure à la bande choisie pour les mésons μ ; cette condition suppose une première analyse magnétique du faisceau à la source des mésons π. D'autre part, l'angle d'émission d'un méson μ par rapport à la direction du méson π correspondant, dans le système du laboratoire, varie entre 0 et un angle maximum fonction

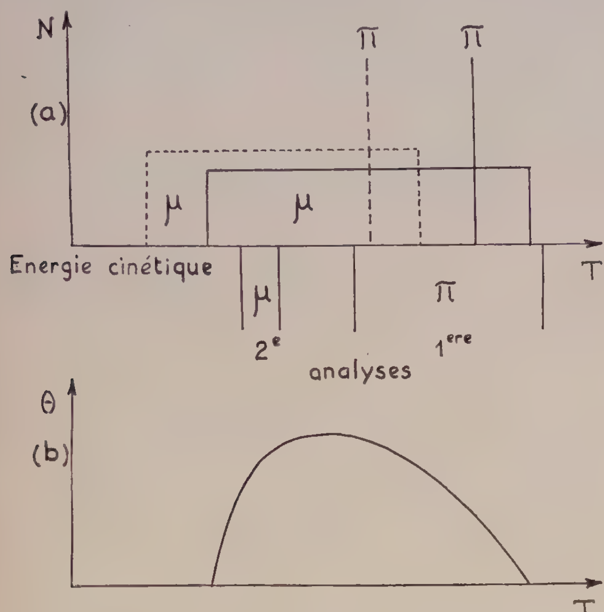


Fig. 1. — Mésons μ produits par désintégration en vol de mésons π monocinétiques.
a) Spectre d'énergie.
b) Variation de l'angle d'émission en fonction de l'énergie cinétique.

de l'énergie (*fig.* 1). Cette divergence du faisceau rend nécessaire un dispositif de focalisation tout le long de la ligne de vol.

« Canal à mésons μ^- ». — Réalisation. — Le « canal à mésons μ^- » actuellement utilisé au C. E. R. N. a été prévu [1] pour obtenir des mésons μ^- de quantités de mouvement de l'ordre de 300 MeV/*c*. Les mésons π^- d'impulsion moyenne 400 MeV/*c* sont issus d'une cible de béryllium bombardée par des protons d'énergie maximum 600 MeV à l'intérieur du synchrocyclotron.

La longueur de désintégration de ces mésons π est voisine de 22 m et l'angle maximum d'émission (système du laboratoire) est 100 m rad. La première analyse magnétique est réalisée par le champ même du synchrocyclotron [2]. Le faisceau est ensuite soumis le long d'un trajet de 13 m à l'action d'un canal focalisant constitué de 12 paires de lentilles quadrupolaires magnétiques [3] alimentées en série. Les caractéristiques essentielles de ces lentilles sont : longueur efficace magnétique : 30 cm ; gradient maximum : 1 000 G/m ; rayon du cercle de gorge : 10 cm.

L'intervalle entre deux lentilles est réduit au minimum (55 cm entre centres).

A l'extrémité du canal un électroaimant dévie le faisceau choisi à 70°. Cet électroaimant constitué

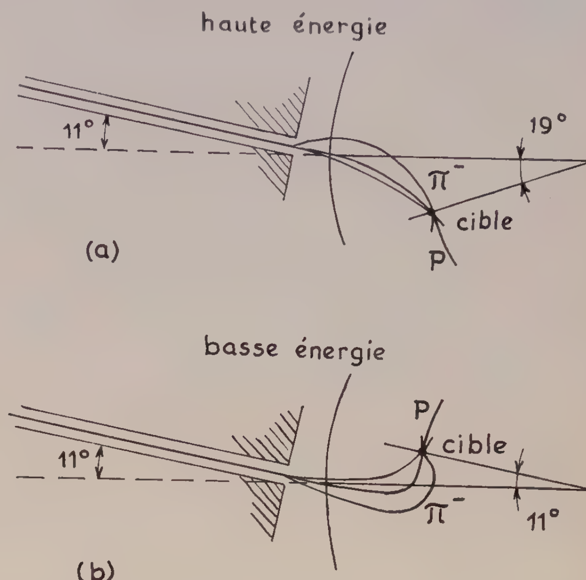


Fig. 2. — Positions de la cible dans le synchrocyclotron par rapport à l'axe du « canal à mésons μ » pour faisceaux de haute (a) et basse (b) énergies.

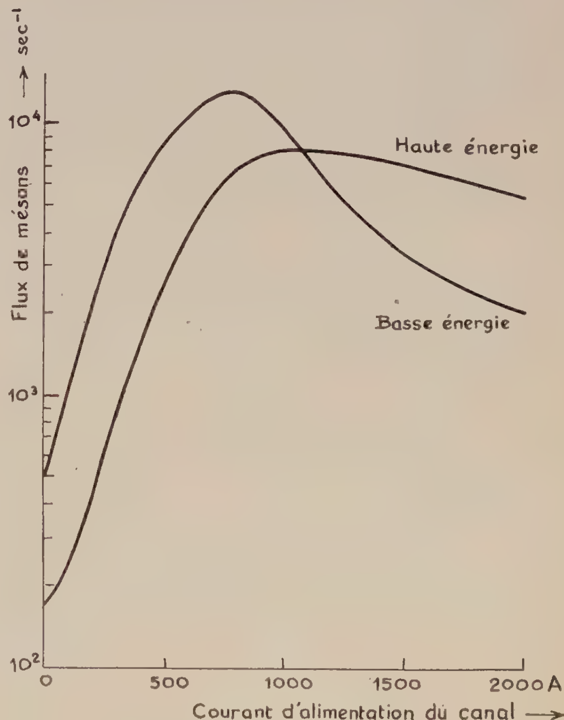


Fig. 3. — Intensité du faisceau à la sortie du canal en fonction du courant d'alimentation des lentilles quadrupolaires magnétiques.

de trois secteurs à gradient alterné : champ maximum 10 000 G, indice de champ $n = 5$, continue ainsi les propriétés focalisatrices des lentilles quadrupolaires.

Faisceaux de mésons μ^- d'énergie variable. — En déplaçant la cible azimuthalement à l'intérieur du synchrocyclotron et en changeant le sens de rotation des protons, on peut modifier le spectre des mésons π^- admis à l'entrée du canal et varier ainsi la quantité de mouvement moyenne du faisceau de mésons μ^- d'intensité maximum (*fig.* 2).

La figure 3 illustre la variation de l'intensité de deux faisceaux d'énergie différente en fonction du courant d'alimentation des lentilles quadrupolaires.

Détermination de la contamination en mésons π^-. — Deux méthodes ont été utilisées pour la détermination d'une faible contamination en mésons π^- du faisceau de mésons μ^-.

— La première met à profit le grand rapport des sections efficaces totales de diffusion aux angles moyens des mésons π et μ (environ 600 à 45° pour des mésons d'impulsion voisine de 230 MeV/c). Le dispositif représenté (*fig.* 4) permet de déterminer

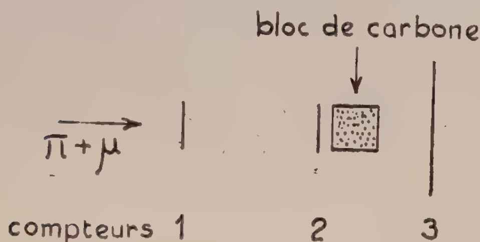


Fig. 4. — Mesure de la contamination en mésons π, méthode de diffusion. Le rapport des coups $(12\bar{3})/(12)$ est proportionnel au nombre de mésons π.

un taux de contamination de l'ordre de 1 %. Les compteurs 1 et 2 de dimension 10×10 cm² déterminent le faisceau à analyser, les mésons π sont ou absorbés dans le bloc de carbone C ou diffusés, en plaçant le compteur 3 (30×30 cm²) en anti-coïncidence on obtient un nombre de coups $(12\bar{3})$ proportionnel au nombre de mésons π du faisceau. Le rendement pour les mésons π et μ est mesuré en admettant dans le télescope 1-2 des mésons π ou μ séparés à l'aide d'un compteur Cerenkov à seuil (éthylène sous pression). Pour notre dispositif nous avions $\varepsilon_\pi = 0{,}25$ et $\varepsilon_\mu \leqslant 2.10^{-3}$. Cette méthode très rapide permet de choisir les conditions optima d'obtention d'un faisceau de mésons μ le plus pur possible.

— La deuxième méthode s'applique à l'étude des mésons en fin de parcours. Environ 60 % des mésons π^- arrêtés par des noyaux légers produisent des étoiles : émission simultanée de plusieurs particules chargées et le spectre des protons émis atteint 90 MeV ; au contraire 8 % seulement des mésons μ^- créent des étoiles et avec moins de particules chargées [4]. Le dispositif expérimental utilisé pour déterminer ainsi la contamination d'un faisceau de mésons μ^- en mésons π^- est celui

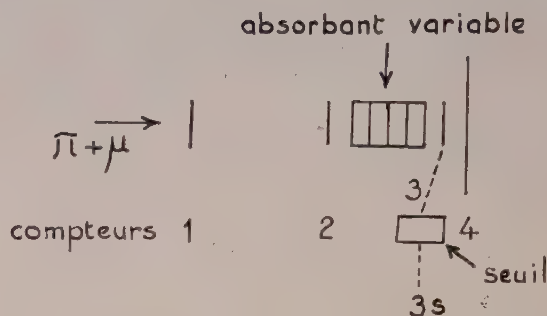


Fig. 5. — Dispositif utilisé pour mesurer le rapport $N_\pi/N_{\pi+\mu}$ par détection d'étoiles. Le rapport $(1234_s)/(12)$ est proportionnel au nombre de mésons π.

servant à tracer les courbes de parcours (*fig.* 5). Il suffit de sélectionner les amplitudes des impulsions produites dans le compteur d'arrêt 3, celles au-dessus d'un certain seuil (environ 60 MeV) sont dues aux étoiles produites par des mésons π^-. Le rendement ε_π est de quelques 10^{-2} alors qu'il est de quelques 10^{-5} pour les mésons μ^-.

Résultats. — Le tableau I donne deux exemples de faisceaux de mésons μ^- disponibles mais il est possible d'obtenir toute une série de faisceaux plus intenses par exemple, mais plus riches en mésons π^-.

TABLEAU I

Impulsion	Résolution	Flux	Contamination
p MeV/c	$\Delta p/p$	cm⁻² s⁻¹ → $\text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}$	$\dfrac{N_\pi}{N_{\pi+\mu}}$
—	—	—	—
270	± 6 %	60	Totale : 1,0 ± 0,2 Min. : 0,02
135	± 7 %	180	Totale : 0,4 ± 0,04 % Min. : 0,05

N. B. — La contamination minimum correspond aux mésons π^- de parcours identique à celui des mésons μ^-.

Le faisceau de mésons μ^- de basse énergie décrit ici est environ 80 fois plus intense que ceux utilisés jusqu'à présent. On peut donc envisager la réalisation d'expériences réputées très difficiles, d'autant plus qu'un système de vibration de la cible dans le synchrocyclotron répartit chaque paquet de mésons sur un temps 10 fois plus long environ qu'auparavant.

Conclusions : Utilisation des faisceaux de mésons μ^-. — Divers groupes du C. E. R. N. ou visiteurs se partagent actuellement l'utilisation du dispositif décrit ici.

— Un groupe de Rome (Pr Conversi) a déterminé que le rapport des processus

$$(\mu^- + p \to p + e^-)/(\mu^- + p \to n + \nu)$$

était inférieur à 2.10^{-6}.

— Un groupe du C. E. R. N. (Dr A. Citron) étudie la diffusion des mésons μ^- sur le carbone, le transfert de quantité de mouvement maximum atteint 200 MeV/*c*.

— L'Université de Darmstadt (Pr Brix) fait de la spectrométrie précise de rayons X mésiques.

— Un groupe italien prépare actuellement une expérience destiné à mesurer le taux de capture des mésons μ^- dans l'hydrogène à l'aide d'une chambre à bulles.

— Enfin un groupe mixte C. E. R. N.-Université de Grenoble se propose d'étudier la capture dans des noyaux plus complexes.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Citron (A.) et Øveras (H.), Focusing channel for collecting μ^- mesons from π^- decay in flight. *C. E. R. N. SC*, 1957, **143**.
[2] Citron (A.), Farley (F. J. M.), Michaelis (E. G.) et Øveras (H.), Floating wire measurements on the SC Magnet. Rapport *C. E. R. N.* 59-8.
[3] Braunersreuther (E.), Chabaud (V.), Delorme (C.) et Morpurgo (M.), Lentilles quadrupolaires magnétiques constituant le dispositif de focalisation du faisceau de mésons μ^- du C. E. R. N. Rapport *C. E. R. N.* 61-12.
[4] Dunajtzev (A.), Yu Prokoshkin et Tang-Syao-Wei, Star detector for π^- mesons. *Nucl. Instr. and Methods*, 1960, **8**, 11 et *C. E. R. N.* Conference Report.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 155 A.

ÉTUDE DES RÉACTIONS NUCLÉAIRES A L'AIDE D'UN TÉLESCOPE A COINCIDENCES INDUITES PAR DES NEUTRONS DE 14 MeV

Par P. LÉVY et C. BONNEL,
Laboratoire de Synthèse Atomique et d'Optique Protonique, Ivry.

Résumé. — On décrit une installation destinée à l'étude des répartitions angulaires des particules chargées émises lors de réactions nucléaires produites par des neutrons de 14 MeV. (Le flux de neutrons est mesuré par la méthode de la particule associée.) Le détecteur est un télescope à coïncidences à deux compteurs proportionnels et un scintillateur. L'identification des particules est obtenue en traçant électroniquement sur un oscilloscope les courbes $E = f\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)$. On utilise l'optique d'une caméra Dumont, à la fois pour réaliser un cache photographique sélectionnant une courbe caractéristique des particules et pour former l'image de l'écran sur ce même cache, regardé par un photomultiplicateur. Une discrimination de l'amplitude des impulsions lumineuses permet d'ajuster le degré d'élimination des particules. Comme test de l'installation on montre les résultats obtenus dans l'étude des réactions ^{19}F(n, p) ^{18}O et D(n, 2n)H.

Abstract. — We describe an installation intended for the study of the angular distributions of charged particles send out from reactions with 14 MeV neutrons. (The neutron flux is measured by the associated particle method.) The detector is a coincidence telescope with two proportional counters and one scintillator. The identification of the particles is obtained by electronic tracing on an oscilloscope of the curve $E = f\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)$. We use the optical systeme of a Dumont Camera at the same time to produce a photographic mask selecting a caracteristic curve of one particle and to form the picture of the screan on this same mask, viewed by a photomultiplier. Discrimination of the luminous pulse amplitude permits us to adjust the degree of particle elimination. As a test of the installation, we show results obtained in the study of the reactions ^{19}F(n, d) ^{18}O and D(n, 2n)H.

(Paru au *Journal de Physique et le Radium* 1961, **22**, 489).

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 156 A.

LA DISCRIMINATION DE FORMES APPLICATION A L'ÉTUDE DE LA DIFFUSION ÉLASTIQUE NEUTRON-PROTON A 14,5 MeV

Par G. AMBROSINO, F. CAMBOU (*) et J. P. CRETTEZ,
Laboratoire Maurice-de-Broglie, Paris.

Résumé. — La décroissance des impulsions lumineuses produites dans des scintillateurs minéraux ou organiques par des particules ionisantes diffère selon la nature de ces particules : on décrit deux procédés qui permettent de choisir les impulsions dues à des protons ou celles dues aux particules α, en présence d'impulsions créées par un flux de rayons γ.

Abstract. — The decay of luminous pulses, produced in inorganic or organic scintillators by ionising particles, differs with the nature of the particles : the authors describe two procedures allowing the selection of pulses created by protons or α particles, in the presence of pulses due to a flux of γ rays.

1. Principe. — L'impulsion lumineuse émise par un cristal minéral (ou organique), sous l'action d'une particule ionisante, peut être décomposée, en première approximation, en deux exponentielles ; ces composantes définissent deux temps de vie T_1 et T_2 pour les centres excités du scintillateur. Les valeurs de T_1 et T_2 et leurs importances relatives sont liées à la densité d'ionisation des particules incidentes. Pour l'iodure de césium, le tableau 1 résume les résultats expérimentaux [1] et [2] :

De même, le tableau 2 résume les propriétés de l'anthracène [3], [4] :

TABLEAU 2

PARTICULE INCIDENTE	PROTON	ÉLECTRON
Importance relative de T_1 en % ($T_1 = 39.10^{-9}$ s)	24	10
Importance relative de T_2 en % ($T_2 = 330.10^{-9}$ s)	76	90

Pour discriminer les impulsions selon la nature des particules incidentes, on peut *comparer une impulsion reproduisant fidèlement la scintillation à la même impulsion différemment intégrée* [5], [6], [7], [8]. Supposons la scintillation représentée par une seule exponentielle de constante de temps λ (λ_α pour un alpha et λ_γ pour un gamma). Soit U_1 l'impulsion (négative) recueillie sur l'anode :

$$U_1 = -U_0\, e^{-\lambda t} \quad \text{si} \quad (R_1 C)^{-1} \gg \lambda.$$

Soit U_2 l'impulsion (positive) recueillie sur une dynode :

$$U_2 = \frac{U_0}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) \quad \text{si} \quad (R_2 C)^{-1} \ll \lambda.$$

Un circuit détecteur conservera de ces impulsions des amplitudes de crête U_{10} et U_{20} :

$$U_{10} = -U_0$$
$$U_{20} = U_0/\lambda.$$

Une combinaison linéaire de U_{10} et U_{20} fournit un signal dont la hauteur h est :

$$h = k\frac{U_0}{\lambda} - U_0.$$

La constante k est ajustée par un réglage convenable de manière que $h = 0$ pour une scintillation due à un photon gamma. Lorsque la scintillation est due à une particule alpha :

$$h = U_0\left(\frac{\lambda_\gamma}{\lambda_\alpha} - 1\right).$$

(*) Actuellement au Centre de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Toulouse.

TABLEAU 1

PARTICULE INCIDENTE	ÉLECTRON			PROTON		ALPHA	
Énergie en MeV	0,66	1,27	2,2	8,6	14,8	4,8	5,14
Temps de vie T_1 en µs	0,7	0,76	0,52	0,6	0,62	0,42	0,46
Temps de vie T_2 en µs	7	6,7	7	7	6,8	7	6,8
Pourcentage de la composante lente	50		30	35		25	
Références	(1)	(2)	(1)	(1)	(2)	(1)	(2)

Le signal dû à des protons (ou des particules alpha) sera positif pour l'anthracène et négatif pour CsI (voir les tableaux 1 et 2).

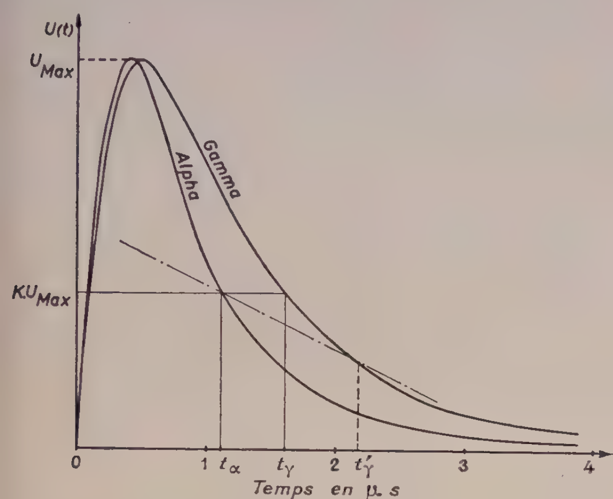


Fig. 1. — Forme théorique des impulsions délivrées par un compteur à scintillations équipé d'un cristal CsI(Tl) pour une constante de temps du circuit anodique de 0,2 μs.

Une méthode nouvelle et plus générale [9] se fonde sur la mesure d'une période moyenne pour chaque impulsion suivie du classement des impulsions suivant cette période. La figure 1 représente la forme théorique $U(t)$ des impulsions anodiques prises sur un P. M. équipé d'un cristal CsI (constante de temps : 0,2 μs). Une droite parallèle à l'axe des temps, située au tiers environ de l'amplitude des courbes $U(t)$, définit des temps t_α et t_γ nettement différents.

La méthode consiste à utiliser cette différence : on superpose à l'impulsion anodique une impulsion carrée de signe opposé et proportionnelle à l'amplitude de l'impulsion. En pratique, il est plus commode d'utiliser une impulsion décroissante, car les différences entre t_α et t_γ seront encore plus grandes (cf. *fig.* 1 où une droite en pointillé définit t_α et t'_γ).

2. **Résultats expérimentaux.** — Ces différentes méthodes ont été utilisées pour tracer des spectres de particules alpha ou de protons (de recul) en présence d'un rayonnement gamma : le détecteur (minéral ou organique) reste insensible aux rayons γ émis par des sources, ^{22}Na ou ^{88}Y, d'une centaine

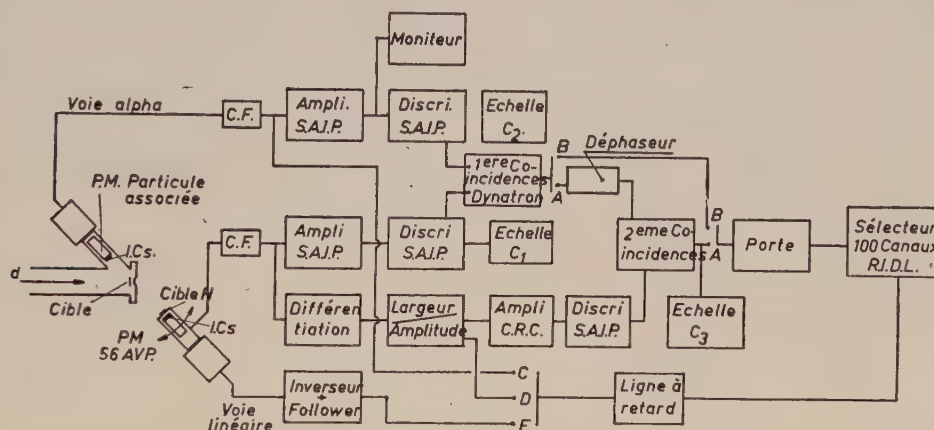


Fig. 2. — Dispositif d'étude de la diffusion élastique.

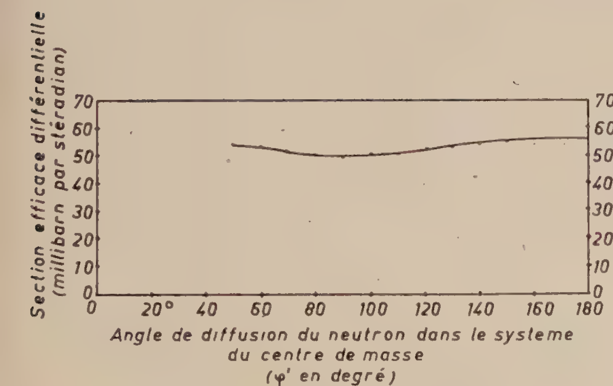


Fig. 3. — Variation de la section efficace différentielle de la diffusion élastique (n-p) à 14,58 MeV.

de micro-curies [2], [7], [8] et [9], placées à quelques centimètres du cristal.

Ces méthodes permettent l'étude des réactions nucléaires à basses énergies : un cristal scintillateur CsI recouvert d'un diffuseur mince est placé dans un faisceau de neutrons rapides monoénergétiques ; sa réponse est proportionnelle à l'énergie des ions de recul. L'efficacité, liée à l'épaisseur du diffuseur, est faible tandis que la sensibilité aux rayons gamma est grande et la méthode usuelle consiste à mesurer la répartition des neutrons diffusés. La discrimination de forme, en supprimant la sensibilité aux rayons gamma, permet la mesure directe des ions de recul dans le faisceau incident lui-même.

Les impulsions du photomultiplicateur (sortie linéaire) passent dans un circuit de coïncidences (*fig.* 2) avant de pénétrer dans le sélecteur d'amplitudes : les seules impulsions analysées sont celles qui sont en coïncidence : d'une part, avec les impulsions provenant du circuit discriminateur, ce qui élimine le bruit de fond gamma ; d'autre part, avec des impulsions délivrées par un compteur qui détecte les particules associées aux neutrons, ce qui élimine le fond parasite tout en fournissant la valeur du flux de neutrons.

La figure 3 représente la variation de la section efficace différentielle de diffusion élastique (n-p) à 14,6 MeV obtenue par cette méthode ; les points expérimentaux sont déduits de la courbe des protons de recul (CsI recouvert d'une feuille de polyéthylène de 3/10 mm) et le pouvoir de résolution (7 %) ne permet pas de connaître les points correspondant à un angle de diffusion du neutron supérieur à 160° dans le système du centre de masses. A la précision des mesures, la variation du pouvoir de résolution avec l'énergie produit une déformation négligeable du spectre.

La répartition angulaire a été représentée par une formule de la forme :

$$f(\varphi) = 1 + a \cos \varphi + b \cos^2 \varphi$$

φ étant l'angle de diffusion dans le système du centre de gravité.

La fonction déduite de l'expérience présente un minimum pour une valeur de φ voisine de 90° (a voisin de zéro). D'autre part, la valeur de b est de $0,09 \pm 0,01$.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Storey (R. S.), Jack (W.) et Ward (A. G.), *Proc. Phys. Soc.*, 1958, **72**, 1, 468.

[2] Cambou (F.), Amélioration des méthodes de spectrométrie des neutrons rapides. *Thèse*, Paris, février 1961

[3] Owen (R. B.), *Nucleonics*, 1959, **17**, n° 9, 92.

[4] Cambou (F.) et Ambrosino (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **250**, 1034.

[5] Forte (M.), *Studia Ghisleriana*, 1959, **2**, 281.

[6] Brooks (F. D.), *Nuclear Instr. Methods*, 1959, **4**, n° 3, 151.

[7] Cambou (F.), Crettez (J. P.) et Ambrosino (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **251**, 2683.

[8] Ambrosino (G.), Cambou (F.) et Crettez (J. P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **251**, 703.

[9] Crettez (J. P.), Cambou (F.) et Ambrosino (G.), Colloque d'Électronique Nucléaire, Belgrade, mai 1961.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 158 A.

SPECTROMÈTRE A NEUTRONS RAPIDES A LITHIUM 6 ET DIODES AU SILICIUM

par

J. BOK, B. DE COSNAC, J. P. NOEL, R. SCHUTTLER, M. LOTT, J. P. MILLOT
J. RASTOIN

Service d'Étude de Protection des Piles.
Département des Études de Piles, C. E. N., Fontenay-aux-Roses.

Résumé. — Les auteurs utilisent la réaction



$$^{6}Li(n, \alpha)^{3}H \qquad q = 4,78 \text{ MeV}.$$

En mesurant la somme des énergies de l'α et du triton, on déduit l'énergie du neutron incident. L'appareil se compose d'une cible mince (1 μ) de ^{6}LiF placée entre deux diodes à barrière de surface [1], qui permettent de mesurer l'énergie des particules chargées sortant du LiF.

On a calculé la résolution théorique d'un tel spectromètre et testé l'appareillage d'une part en neutrons thermiques, d'autre part par neutrons de 2,5 ; 3,6 et 4,7 MeV produits par un accélérateur de 600 keV.

Abstract. — Using the reaction



$$^{6}Li(n, \alpha)^{3}He \qquad q = 4.78 \text{ MeV}$$

and measuring the added energies of the α particle and of the triton, the energy of the incident neutron is deduced. The apparatus is made of a thin ^{6}LiF target between two surface barrier diodes, able to measure the energy of the charged particles issuing from the LiF.

The theoretical resolution of such a spectrometer was calculated and the apparatus tested, both for thermal neutrons and for 2.5, 3.6 and 4.7 MeV neutrons, produced by 600 keV accelerator.

1. **Sensibilité et résolution.** — Pour une énergie E_n de neutrons incidents, le produit sensibilité S × résolution $\mathcal{R}$ ne dépend pas de l'épaisseur e de la couche de Li^6 F

$$S = \Sigma A$$

où A est l'aire de la couche sensible

Σ est la section efficace macroscopique de la réaction (n, α) [2].

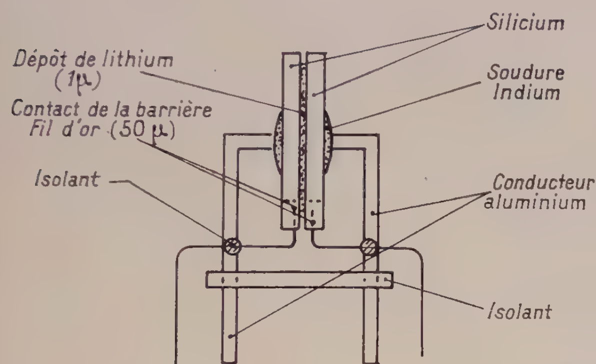


Fig. 1. — Schéma du spectromètre à neutrons rapides.

Pour déterminer $\mathcal{R}$ nous avons calculé le spectre des particules sortant de la lame de Li F dans les hypothèses suivantes : le flux de neutrons est isotrope ; la section efficace différentielle de la réaction (n, α) est isotrope.

On néglige la corrélation entre la particule α et le triton.

Le parcours moyen d'une particule chargée d'énergie E est donné par la loi

$$R(E) = \alpha E^{\beta} \qquad (\beta \# 1{,}8) \ [3].$$

Pour des particules d'énergie initiale E_0, Si E_1 est l'énergie définie par

$$R(E_0) - R(E_1) = e$$

le nombre de particules sortant de la lame avec une énergie comprise entre E_0 et E_1 est la moitié du nombre total de particules [5].

$\Delta E - E_0 - E_1$ représente donc la largeur du spectre sortant de la lame. Si on remarque que

$$\Delta E / E_0 = e / \beta R_0(E_0).$$

La résolution (pour la particule d'énergie E_0) $\mathcal{R} = E / \Delta E$ vaut donc

$$\mathcal{R} = \beta R(E_0) / e$$

et est donc inversement proportionnelle à l'épaisseur.

Numériquement nous prendrons comme énergie E_0 la moyenne des énergies de chaque particule émise

$$< E_T > = \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_T} \left[Q + \left(1 - \frac{m_n}{m_\alpha + m_T}\right) E_n \right]$$

$$Q = 4{,}78 \text{ MeV}$$

où m_n est la masse du neutron.

$$< E_\alpha > = \frac{m_T}{m_\alpha} < E_T >$$

d'où les résultats numériques suivants :

TABLEAU 1

E_n	$\sum_\alpha$ (en μ)	$< E_\alpha >$	$< E_T >$	Pour $e = 1$ μ : ΔE_α	ΔE_T	ΔE_n	$\mathcal{R}S = \Sigma \frac{}{\Delta E_n}$
—	—	—	—	—	—	—	—
0	3,62 × 10^{-4}	2,05 MeV	2,73	0,25 MeV	0,059	0,31 MeV	0
0,1 MeV	0,042	2,09	2,78	0,25	0,059	0,31	0,013 × 10^{-4}
0,25	0,166	2,14	2,86	0,25	0,058	0,30	0,135
0,5	0,033	2,23	2,97	0,25	0,058	0,30	0,055
1	0,018	2,42	3,22	0,24	0,056	0,30	0,060
2,5	0,011	2,97	3,95	0,23	0,056	0,28	0,095
3,6	0,0072	3,37	4,49	0,22	0,048	0,265	0,097
14	0,0018	7,20	9,58	0,15	0,027	0,175	0,14

Expérimentalement, on peut vérifier que la largeur du spectre de tritons émis par une lame de Li F irradiée en neutrons thermiques est bien plus faible que celle du spectre des particules α (Voir *fig.* 2).

2. **Réalisation du spectromètre.** — Le spectromètre est formé par deux diodes à barrière de surface montées en regard, sur l'une d'elle on a déposé du F Li^6 par évaporation sous vide. Pour éviter les protons de recul, la tenue mécanique est assurée par un montage ou il n'y a pas de corps hydrogéné (voir *fig.* 1).

Les diode sutilisées sont fabriquées par oxydation de silicium type N. On obtient une couche d'inversion P, le dépôt métallique qui permet le

contact électrique avec la couche d'inversion est très inférieur au micron. Ces diodes répondent aux caractéristiques suivantes :

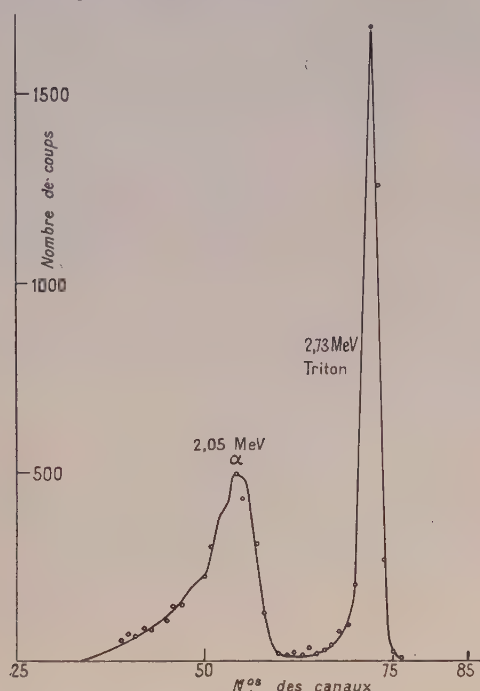


Fig. 2. — Spectre de particules. Réaction neutrons thermiques Li.

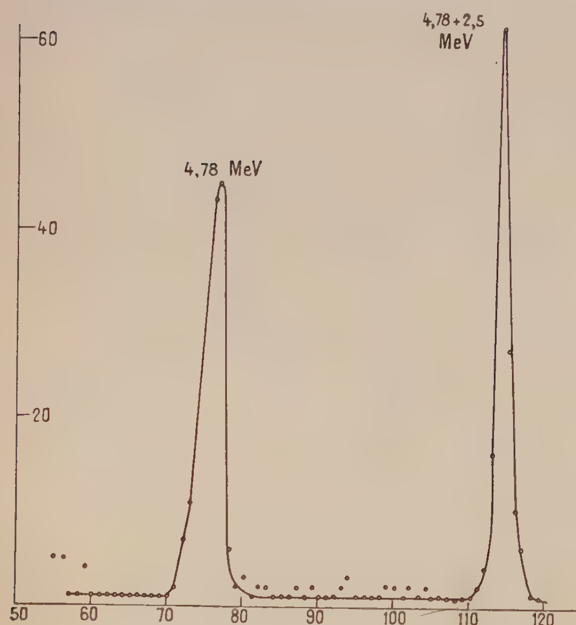


Fig. 3. — Spectre de neutrons de 2,5 MeV sans coïncidence.

Elles ont une grande surface, de l'ordre de 1 cm². On peut leur appliquer des tensions inverses de polarisation supérieure à 300 V sans que le courant inverse dépasse 1,5 μA. Cette propriété permet d'obtenir des épaisseurs de barrière (300 μ) suffisantes pour utiliser le spectromètre avec des neutrons d'une énergie de 14 MeV tout en ayant un bruit dû aux diodes admissible. (Le silicium à utiliser doit être du 1 500 Ω).

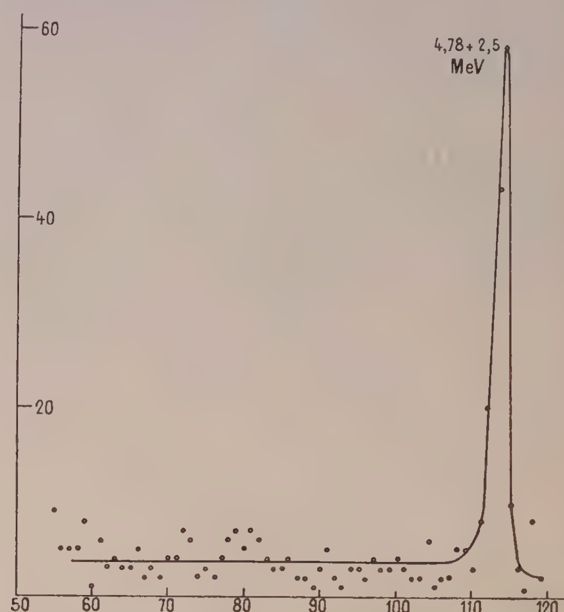


Fig. 4. — Spectre de neutrons de 2,5 MeV sans coïncidence. Spectromètre entouré de cadmium.

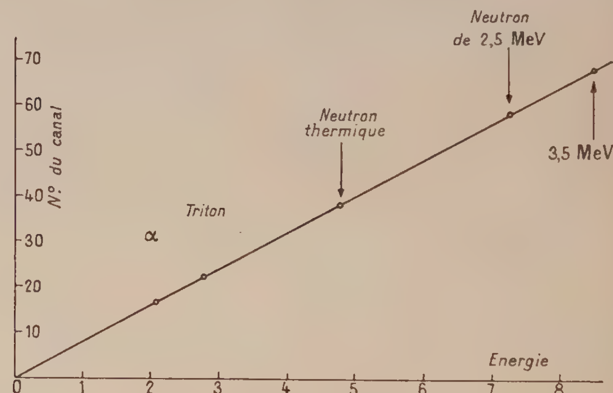


Fig. 5. — Courbe de linéarité du spectromètre.

3. **Appareillage électronique utilisé.** — Chaque diode attaque un préamplificateur qui donne des impulsions proportionnelles aux charges crées. Ces deux préamplificateurs sont suivis par un sommateur et un amplificateur attaquant un analyseur d'amplitude à 100 canaux.

Un circuit de coïncidence a été ajouté pour éliminer les impulsions parasites ne provenant que de l'une des diodes.

4. **Résultats expérimentaux.** — 1° Neutrons thermiques. — Dans une expérience préliminaire

nous avons mesuré au moyen d'une seule diode le spectre des particules sortant de la couche de Li F (voir *fig.* 2) ; la largeur des raies est de 70 keV pour le triton et de 280 keV pour la particule α, ce qui correspond au calcul dans le cas d'une couche de Li F d'une épaisseur de 1 μ.

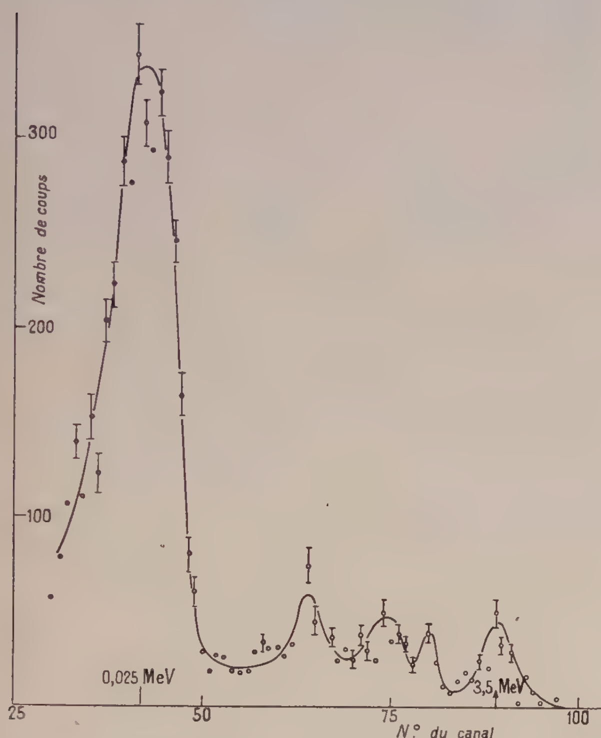


FIG. 6. — Spectre de neutrons de 3,5 MeV diffusé par l'aluminium.

2° NEUTRONS RAPIDES. — Nous avons mesuré les spectres de neutrons émis par la réaction (D, d) obtenue à l'aide d'un accélérateur Sames 600 keV dans l'axe du faisceau, et dans une direction perpendiculaire. La courbe de linéarité du spectromètre est donnée figure 5.

Les ordres de grandeurs de la résolution et de la sensibilité sont en accord avec les résultats obtenus par le calcul.

Nous avons enfin mesuré la répartition en énergie des neutrons issus d'une source de 3,6 MeV et diffusés par chocs élastiques et inélastiques (voir *fig.* 6). A cet effet, le spectromètre a été placé au centre d'une sphère d'aluminium de 10 cm de diamètre extérieur et de 3 cm d'épaisseur. Ceci afin d'utiliser l'isotropie du spectromètre.

On mesure alors un pic correspondant à des neutrons de 3,5 MeV et 3 autres pics que l'on peut identifier, à 200 keV près, à l'excitation des différents niveaux de l'aluminium de 0,85 MeV ; 1,03 MeV et 2,25 MeV.

5. **Mesure de spectres de neutrons d'énergies supérieures à 5 MeV.** — La réaction (n, p) sur le silicium a un seuil de 4,5 MeV et elle atteint une section efficace supérieure à 3 250 millibarns à partir de 6,5 MeV, la réaction (n, α) est moins connue, mais elle n'est pas négligeable à partir de 10 MeV, par rapport à la réaction (n, α) du Lithium.

Ces réactions parasites ne sont pas toutes éli-

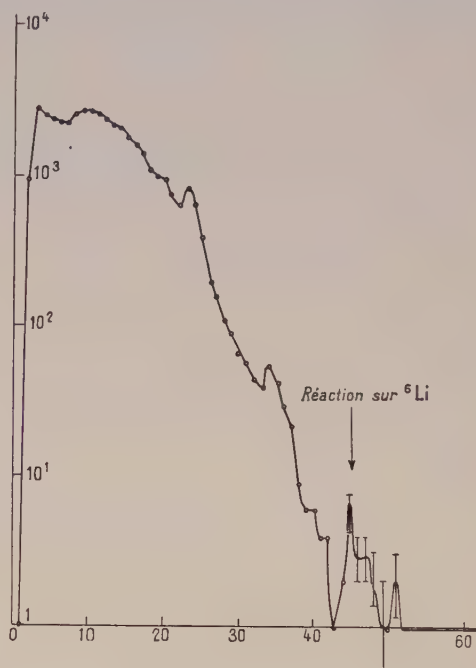


FIG. 7. — Spectre des neutrons de 14 MeV.

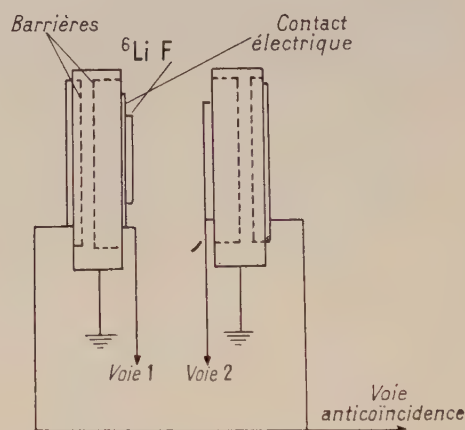


FIG. 8. — Diodes à structure transistor.

minées par la coincidence étant donné que les α et les protons du silicium sont de grandes énergies, ils peuvent traverser les deux barrières, d'autre part, étant donné la valeur des sections efficaces et le fait que l'épaisseur du silicium est beaucoup plus grande que celle du Lithium (1 mm et 1μ), les impulsions parasites sont beaucoup plus nombreuses que les impulsions provenant du Lithium.

Nous avons mesuré le spectre obtenu à partir de

neutrons de 4 MeV (*fig.* 7) et nous avins retracé les courbes publiées en référence [4].

Afin de diminuer les impulsions parasites nous avons utilisé des diodes détectrices à structure « transistor » (voir *fig.* 8). Ces diodes sont réalisées sur des plaquettes d'environ 400 μ d'épaisseur dont 300 μ peuvent être occupés par la barrière détectrice. Les protons ayant un parcours très long par rapport au parcours des particules plus lourdes, ils ont une probabilité voisine de 1 de sortir des deux barrières, par conséquent de produire des impulsions dans de diodes placés sur l'autre face des plaquettes de silicium : la barrière de cette diode étant d'environ 50 μ.

Une expérience préliminaire montre qu'un gain de 10 à 100 peut être obtenu.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bok (J.) et Noel (J. P.), Diode à barrière de surface pour la détection de particules nucléaires. Rapport SEPP 142/61 à paraître dans *Nuclear Instruments and Methods*.
[2] Neutron Cross Section, BNL 325. 2e édition, 1958.
[3] Evans (R. D.), The Atomic Nucleus, McGraw-Hill.
[4] Love (T. A.) et Murray (R. B.), Fast Neutron spectroscopy, I. R. E., vol. N. S. 8, n° 1, 91-97, 1961.
[5] Bok (J.), de Cosnac (B.), Noel (J. P.) et Schuttler (R.), Rapport SEPP 157/61 à paraître dans les C. R. de la conférence de Belgrade sur l'électronique nucléaire.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 162 A.

RÉALISATION ET ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS DE DÉTECTEURS DE PARTICULES LOURDES A BARRIÈRE DE SURFACE

Par A. COCHE et P. SIFFERT,
Département de Chimie Nucléaire, Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg.

Résumé. — On a réalisé des détecteurs de particules lourdes à barrière de surface Au-Si. La méthode de fabrication est décrite et l'influence d'un certain nombre de facteurs susceptibles de modifier les propriétés du détecteur est étudiée. On a obtenu une largeur à mi-hauteur de la raie alpha de ^{210}Po inférieure à 30 keV pour une aire utile de l'ordre de 7 mm^2. On donne les principales caractéristiques : courant inverse, résolution, vieillissement, modifications entraînées par une forte irradiation alpha...

Abstract. — Gold-silicon surface barrier counters for heavy particles have been built. The method of construction is described and the influence of a number of factors which could change the properties of the detector is studied. Full width at half maximum (FWHM) of ^{210}Po alpha rays has been obtained below 30 keV for a sensitive area of 7 mm^2. The principal characteristics are given : reverse current, resolution, linearity, radiation damage induced by alpha particles...

Depuis 1959 environ, la détection des rayonnements nucléaires et surtout des particules lourdes (rayons α, protons, fragments de fission, ions lourds, ...) à l'aide de semi-conducteurs a fait l'objet d'un grand nombre de publications (une bibliographie complète peut être trouvée dans les références [1] et [2]). Les compteurs utilisés à l'heure actuelle, qui sont de deux types, à barrière de surface, ou à jonction p-n, sont constitués essentiellement par une diode que l'on polarise dans le sens bloquant. Si une particule lourde crée des paires électron-trou dans la région de charge d'espace où règne un champ électrique élevé, il apparaît dans le circuit extérieur une impulsion de tension de hauteur égale à 2 mV/MeV environ (pour des rayonnements α) ; elle est proportionnelle à l'énergie de la particule, si cette dernière a été complètement arrêtée dans cette zone.

Nous avons réalisé des détecteurs à barrière de surface Au-Si dont nous nous proposons de décrire ici les principes de fabrication et les caractéristiques essentielles.

Le matériau de base est constitué par du silicium n de diverses provenances et de résistivités comprises entre 20 et 200 Ω-cm. Il est utilisé sous forme de pavés carrés ou de disques d'épaisseurs variant entre 300 et 1 000 μ. Ces pastilles sont d'abord passées à l'émeri fin (environ 4 μ) pour enlever les traces laissées par la scie servant au découpage, puis dégraissées et enfin lavées très soigneusement à l'eau désionisée. La surface du silicium subit ensuite une attaque chimique dans

une solution (dite « d'etching », type C P 4) couramment employée dans la technologie des semiconducteurs. Après lavage on réalise un contact ohmique sur une des surfaces de la plaquette. La surface opposée est alors attaquée, à nouveau, avec la solution C P 4, avant d'y déposer par vaporisation sous vide une mince couche d'or (épaisseur de l'ordre de 500 Å). La liaison électrique du circuit extérieur et de la couche d'or est obtenue par pression d'un fil de bronze ou d'or.

Différents procédés de formation du contact ohmique ont été essayés. On peut : effectuer, par dépôt spontané, un nickelage du pavé de silicium, puis dissoudre la couche de nickel, sauf sur une face protégée par un revêtement plastique ; employer des ciments conducteurs ; vaporiser un métal sur la face convenablement traitée.

En définitive, la solution retenue pour les détecteurs dont il est question ici, consiste à souder le pavé, à l'aide d'un alliage étain-antimoine, sur une lame de tantale, portée pendant quelques secondes, sous vide, à 950 °C environ. Bien que le silicium soit soumis temporairement à une élévation de température importante, cette méthode donne de bons résultats (les procédés de traitement à froid mentionnés ci-dessus, semblent conduire à des détecteurs à courant inverse plus faible, mais de résistance dans le sens direct, plus grande).

De nombreux essais ont mis en évidence l'importance de l'opération d'attaque (effectuée, dans nos expériences, à la température ordinaire) par la solution C P 4 : on a fait varier, en particulier sa durée, ainsi que la composition et « l'âge » de la solution. Cette dernière, constituée d'acide fluorhydrique (3 volumes), d'acide nitrique (5 volumes) et d'acide acétique (3 volumes) permet d'obtenir un état de surface convenable, si elle a été préparée environ une heure avant l'attaque et si l'acide nitrique est concentré, ($d > 1,38$). La durée de l'opération dépend de la concentration des acides employés (fluorhydrique et nitrique) mais est, dans les divers cas, comprise entre 3 et 12 minutes. On a intérêt à ne pas utiliser de solutions préparées plus de 24 heures à l'avance.

Dans un certain nombre d'expériences, nous avons remplacé l'or par d'autres métaux : de bons détecteurs ont été, en particulier, réalisés avec une couche d'argent, mais leurs propriétés s'altèrent assez rapidement avec le temps.

La caractéristique inverse de la diode donne généralement une indication sur la qualité du détecteur, d'autant meilleur que le courant inverse est plus stable et plus faible. Pour nos compteurs, celui-ci diminue considérablement à partir de la fin de la fabrication (évaporation de la couche d'or). Cette évolution qui peut se poursuivre pendant plusieurs jours, dépend du milieu dans lequel elle se produit (atmosphère sèche, humide, oxydante) et met en évidence la formation progressive d'une couche d'inversion. Les meilleures diodes ont été obtenues dans une atmosphère d'humidité relative voisine de 70 %. Pour des surfaces utiles de 7 mm², les courants inverses sont inférieurs à 0,5 μA pour des tensions de 50 volts (sans protection contre les courants de surface). Les courbes de

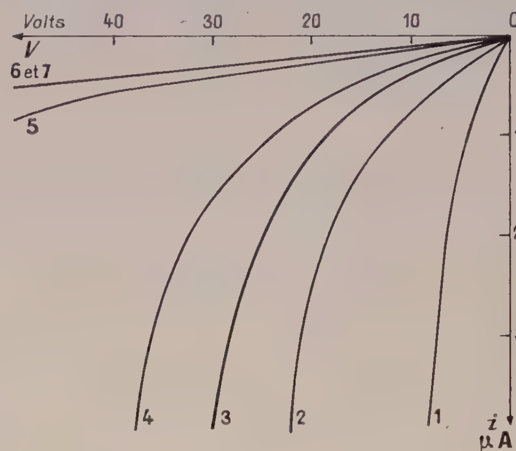


Fig. 1.

1 : 5 minutes après réalisation ; 2 : après 1 heure ; 3 : après 2 heures ; 4 : après 3 heures ; 5 : après 16 heures ; 6 : après 18 heures ; 7 : après 3 jours.

la figure 1 montrent les variations que peut subir le courant inverse. Celui-ci devient stable au bout d'un certain temps et n'est alors pas modifié notablement quand le compteur est soumis à un vide poussé. Il n'en est pas de même pour un détecteur qui n'a pas eu le temps d'évoluer et dont les caractéristiques changent sensiblement, comme cela ressort de la figure 2. Ces diodes sont photosensibles et se comportent comme des cellules photovoltaïques.

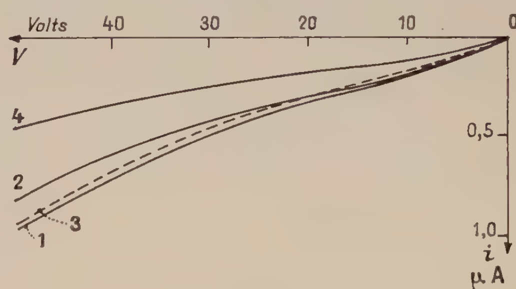


Fig. 2.

1 : à l'air ; 2 : sous vide ; 3 : 1 heure après la fin du pompage ; 4 : 5 jours après la fin du pompage.

Nous avons vérifié que la hauteur de l'impulsion délivrée par le compteur varie, en fonction de la polarisation appliquée, suivant une loi en $V^{1/2}$, dès que la tension inverse dépasse quelques volts (*fig.* 3).

La résolution du compteur utilisé comme spec-

tromètre dépend, entre autres facteurs, du bruit du détecteur et de celui des circuits électroniques associés. En ce qui concerne le premier, l'existence de fluctuations du courant inverse plutôt que sa valeur absolue est le facteur déterminant. De bonnes résolutions peuvent être atteintes avec des détecteurs à courant inverse relativement important, mais bien stable. L'amplificateur à faible bruit associé à la diode, est d'un type voisin de celui décrit par Blankenship [3] (étage d'entrée cascode) ; sa réalisation a été particulièrement soignée (connexions courtes notamment). Pour le spectre des rayons α de ^{210}Po, la largeur à mi-hauteur est inférieure à 30 keV, pour des aires utiles de 7 mm^2 (dans certains cas, toutefois, nous avons obtenu des valeurs nettement inférieures).

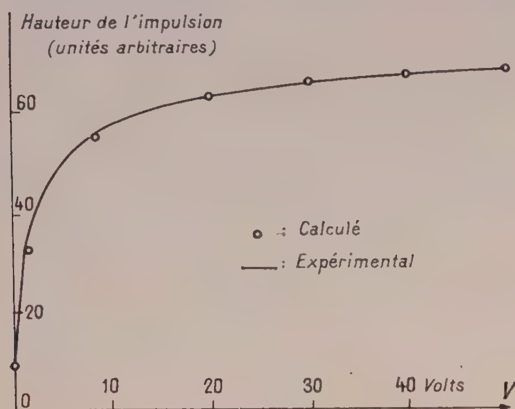


Fig. 3.

La réponse aux particules α de compteurs réalisés avec du silicium de résistivité 60 Ω-cm, est linéaire jusqu'à 9 MeV au moins (limite de l'énergie des particules α dont nous disposions) et ce, pour des tensions inverses de l'ordre de 100 volts. Dans les mêmes conditions, la réponse aux protons cesse d'être linéaire au-dessus de 2,5 MeV.

La stabilité de ces détecteurs a, enfin, été examinée : s'ils sont conservés en atmosphère normale, aucune modification des caractéristiques électriques n'apparaît au bout de plusieurs mois. Nous avons d'autre part, constaté qu'une irradiation pendant 140 jours aux particules α d'une source de ^{210}Po de faible intensité (flux intégré de l'ordre de 10^{11}) entraîne une diminution de la résolution dans un rapport 3. Par contre, une forte irradiation de courte durée (environ 10^{11} rayons α de ^{210}Po en 5 minutes) provoque la destruction du compteur : le courant inverse, après une augmentation, revient à sa valeur initiale au bout de quelques jours, mais la résolution aux particules α reste définitivement mauvaise (*fig.* 4).

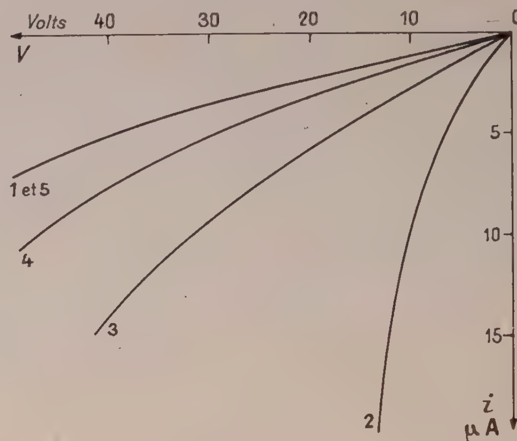


Fig. 4.

1 : avant irradiation ; 2 : après irradiation ; 3 : 15 minutes après fin irradiation ; 4 : 24 heures après fin irradiation ; 5 : 1 semaine après fin irradiation.

D'autres expériences sont en cours pour réaliser des détecteurs à région de charge d'espace beaucoup plus profonde, afin d'augmenter le domaine de linéarité et de détecter des rayonnements de faible ionisation spécifique. Nous remercions M. J. Kurek qui a participé à cette étude.

BIBLIOGRAPHIE

[1] O. R. N. L. 2583 : Bibliography on semi-conductor nuclear radiation detectors, US. Department of Commerce, Washington 25 D. C.

[2] *I. R. E. Trans. on Nucl. Science*, 1961, NS8, n° 1.

[3] Blankenship (J. L.) et Borkowski (C. J.), *I. R. E. Trans. on Nucl. Science*, 1961, NS8, n° 1, 17.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 165 A.

DISCRIMINATION DE PARTICULES A L'AIDE D'UN COMPTEUR A SCINTILLATIONS

Par G. WALTER et A. COCHE,
Département de Chimie Nucléaire, Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg.

Résumé. — On met à profit l'existence de deux constantes de temps de décroissance de la lumière dans le stilbène ou dans un scintillateur plastique pour discriminer des particules d'ionisation spécifique différente. Le dispositif réalisé permet par exemple de tracer le spectre α de ^{210}Po en présence d'électrons de ^{207}Bi (975 keV), 97 % du spectre d'électrons étant éliminés. On utilise essentiellement les propriétés de l'impulsion anodique du photomultiplicateur après différentiation : différents montages ont été examinés dans le but d'améliorer la sensibilité de discrimination et de diminuer le temps mort (5.10^{-8} s environ). Les résultats de diverses expériences de discrimination (α, β, p et γ) sont donnés.

Abstract. — We make use of the difference in stilbene or plastic fluorescent decay times to identify particles of different ionization power. The circuit design allows one, for example, to obtain the ^{210}Po α spectrum with rejection of 97 % of the ^{207}Bi electron spectrum. The system is based on the properties of the pulse generated across the anode load of the photomultiplier after differentiation. Some circuits have been designed in order to improve the discrimination ratio and time resolution. Results of experiments with separation of protons and gammas, alphas and electrons, are presented.

L'étude des phénomènes d'émission lumineuse dans un grand nombre de scintillateurs (ICs(Tl), cristaux organiques, des scintillateurs plastiques et liquides — sans oxygène dissous —) a montré que la loi de décroissance de la lumière dépend du pouvoir ionisant de la particule excitatrice. Dans les scintillateurs organiques qui nous intéressent ici, cette loi peut être décrite comme la somme de deux composantes exponentielles, correspondant chacune à des constantes de temps différentes (Wright [1]). Owen [2] a trouvé que l'importance relative de chaque composante varie avec le pouvoir ionisant de la particule incidente et Kallmann [3] ainsi que Brooks [4] ont donné une interprétation de ce phénomène.

Cette propriété a été mise à profit par de nombreux auteurs [5 à 16] pour discriminer différents types de particules qui produisent dans un cristal ou un plastique, des scintillations du même ordre d'amplitude.

Nous avons réalisé un dispositif permettant de discriminer avec une bonne efficacité, les particules α des électrons et les protons des rayons γ. Les scintillateurs utilisés étaient le stilbène et un plastique à deux constantes de temps (NE 150) placés sur la photocathode d'un photomultiplicateur 56 AVP.

Pour discriminer les particules α des électrons dans le stilbène, nous avons d'abord cherché à mettre en évidence dans ces deux cas, une variation du temps de montée de l'impulsion d'anode du photomultiplicateur. Une telle variation eût permis en effet, de discriminer en un temps très court.

Si l'intensité $I(t)$ de la lumière émise par un scintillateur organique peut être mise sous la forme :

$$I(t) = A \exp(-t/\tau_1) + B \exp(-t/\tau_2)$$

(τ_1 et τ_2 : constantes de temps correspondant respectivement aux composantes rapides et lentes), l'impulsion $V(t)$ à l'anode du photomultiplicateur varie en fonction du temps suivant la loi :

$$V(t) = \frac{A}{C}\frac{\tau_0\tau_1}{\tau_1-\tau_0}\left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right)-\exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right)\right] + \frac{B}{C}\frac{\tau_0\tau_2}{\tau_2-\tau_0}\left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right)-\exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right)\right]$$

(C : capacité en parallèle à la charge d'anode R, $RC = \tau_0$). L'instant t_M auquel cette impulsion passe par un maximum, est solution de l'équation :

$$\frac{1}{\tau_0}\left[\frac{B\tau_0\tau_2}{\tau_2-\tau_0}+\frac{A\tau_0\tau_1}{\tau_1-\tau_0}\right]\exp\left(-\frac{t_M}{\tau_0}\right) = \frac{A\tau_0}{\tau_1-\tau_0}\exp\left(-\frac{t_M}{\tau_1}\right)+\frac{B\tau_0}{\tau_2-\tau_0}\exp\left(-\frac{t_M}{\tau_2}\right).$$

En tenant compte des valeurs numériques des différents facteurs dans le circuit utilisé :

$$\tau_2 = 10^{-8}\ \text{s}, \qquad \tau_1 = 6.10^{-9}\ \text{s}, \qquad \tau_0 = 2.10^{-9}\ \text{s}$$

on obtient la valeur approchée suivant de t_M :

$$t_M \simeq \frac{\tau_0\tau_1}{\tau_1-\tau_0}\operatorname{Log}\left(\frac{B}{A}+2\right).$$

D'après ce qui précède, l'impulsion d'anode différentiée s'annule à $t = t_M$ et une modification du rapport A/B avec la nature de la particule inci-

dente se traduira par une variation du temps t_M, qui pourrait être mise en évidence en examinant la variation du taux de coïncidences entre les parties positives des impulsions dérivées — qui débutent à l'instant t_M — et les impulsions positives prélevées par exemple à la 14e dynode. Nous n'avons pas pu, par cette méthode, faire apparaître une variation de $t_M > 10^{-9}$ s pour les scintillations produites dans le stilbène par une particule α ou un électron. On peut en conclure dans ce cas, à l'aide de la formule donnant t_M, que la variation du rapport A/B est inférieure à un facteur 4.

Nous avons néanmoins utilisé les propriétés de l'impulsion anodique différentiée pour réaliser des systèmes de discrimination. Pour le stilbène, une mesure qualitative à l'oscilloscope montre que le rapport d'amplitude de la partie négative à celle de la partie positive est environ 4 fois plus grand dans le cas d'une scintillation produite par une particule α que dans le cas d'une scintillation produite par un électron. Cette propriété a été mise à profit pour réaliser deux dispositifs de discrimination qui diffèrent essentiellement par les circuits de dérivation.

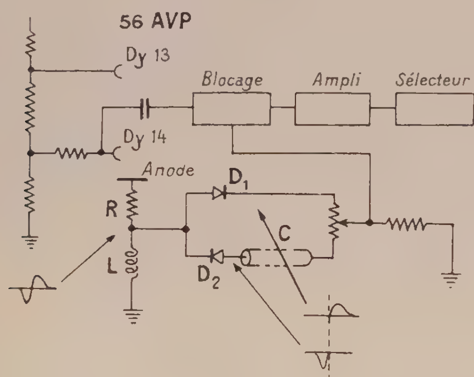


Fig. 1.

Dans le premier, représenté sur la figure 1, chacune des parties de l'impulsion dérivée est prélevée aux bornes du circuit de différentiation L, R à l'aide des diodes D_1, D_2, et la partie négative est retardée à l'aide du câble coaxial C de manière qu'elle coïncide en temps avec la première. On superpose ensuite, dans un circuit à résistances, ces deux parties. L'impulsion résultante commande un circuit de blocage qui permet d'éliminer un type de particules, du spectre pris à la dernière dynode. Pour se rapprocher d'une différentiation mathématique et améliorer de ce fait la sensibilité de discrimination, on a intérêt à prendre un rapport R/L élevé, mais on diminue alors rapidement la hauteur de l'impulsion de sortie ; de plus une grande valeur de R tend à diminuer la contribution de la composante rapide.

Nous avons tracé (*fig.* 2) avec ce dispositif, le spectre du rayonnement α de ^{210}Po en présence des électrons de conversion de ^{207}Bi (975 keV), le scintillateur employé étant du stilbène. On voit que le circuit discriminateur supprime environ 95 % du spectre d'électrons. Sur la figure 3, est repré-

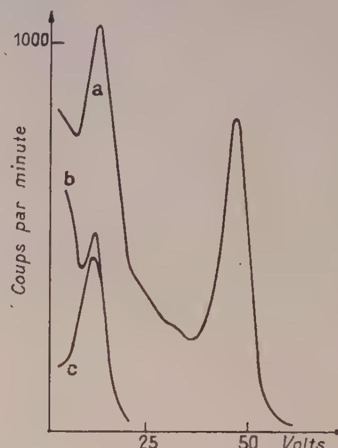


Fig. 2. — Spectre du rayonnement α de ^{210}Po en présence des électrons de ^{207}Bi.

a) Spectre des deux émetteurs en présence, prélevé à la dynode 14.

b) Spectre des mêmes émetteurs, la contribution des électrons de ^{207}Bi étant réduite par le circuit de discrimination.

c) Spectre du rayonnement α de ^{210}Po seul.

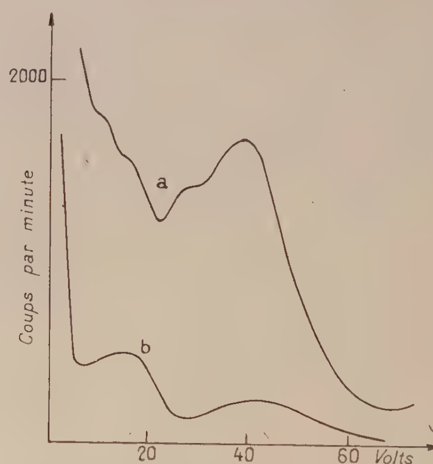


Fig. 3. — Spectre des rayonnements α de ^{212}Bi et ^{212}Po en présence de tous les émetteurs du dépôt actif du thorium.

a) Spectre de tous les émetteurs en présence, prélevé à la dynode 14.

b) Contribution du rayonnement α à ce spectre obtenue en éliminant les rayonnements β et γ à l'aide du circuit de discrimination.

senté le spectre des rayonnements α de ^{212}Bi (6,08 MeV) et de ^{212}Po (8,78 MeV) en présence de tous les autres émetteurs du dépôt actif du thorium. Les maximums observés sur le spectre b correspondent effectivement aux rayons α de ^{212}Po et ^{212}Bi, compte tenu de la non linéarité du stilbène pour les particules α.

Le dispositif de la figure 4 permet d'obtenir une différentiation (et par suite une discrimination) meilleure. Le principe est le même que dans le montage précédent, mais la dérivation est réalisée

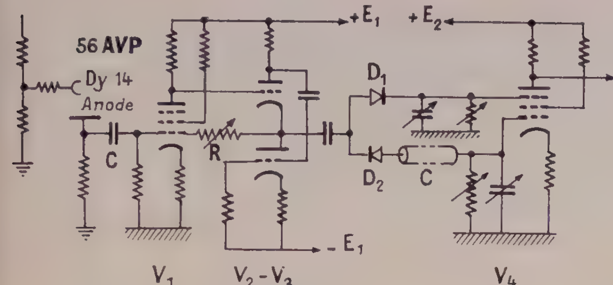


FIG. 4.

à partir des éléments C, R et de l'amplificateur à contre-réaction (tubes V_1, V_2 et V_3). D'autre part, la superposition des deux parties de l'impulsion différentiée (faite auparavant sur un circuit à résistances) a lieu sur un tube (V_4) à deux grilles de commande. Ce circuit a, en effet, été utilisé avec des sélecteurs multicanaux pour lesquels un faible temps mort n'était pas primordial.

Nous avons utilisé ce dispositif pour discriminer les protons des rayons γ, à l'aide d'un scintillateur plastique à deux constantes de temps (NE 150) (*fig.* 5). Cette expérience met en évidence la possibilité de mesurer un rayonnement γ de faible intensité en présence d'un nombre important de protons correspondant à des scintillations de même amplitude.

Nous avons voulu montrer l'intérêt d'utiliser, pour la discrimination de particules, l'impulsion

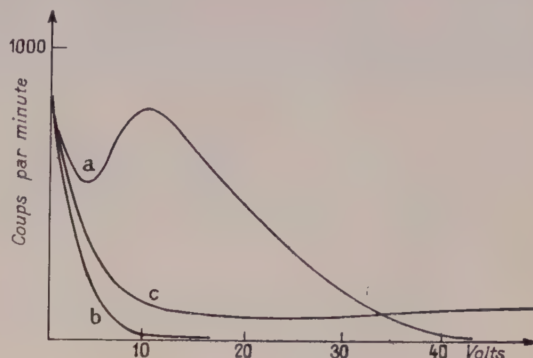


FIG. 5. — Spectre de diffusion de protons ($E = 1,5$ MeV) en présence de rayonnement γ.

a) Spectre de diffusion de protons prélevé à la dynode 14.

b) Contribution du rayonnement γ à ce spectre obtenue en éliminant les protons à l'aide du circuit de discrimination.

c) Spectre tracé dans les mêmes conditions que *b*) en présence d'une source de rayonnement γ (^{137}Cs) placée à proximité de la cible.

anodique différentiée (plus brève que l'impulsion intégrée et de ce fait plus avantageuse). A partir de cette impulsion différentiée, il est facile de réaliser, en n'employant qu'une seule électrode de photomultiplicateur, des dispositifs simples qui ont une bonne sensibilité de discrimination.

BIBLIOGRAPHIE

[1] WRIGHT (G. T.), *Proc. Phys. Soc.*, 1956, B **69**, 358.
[2] OWEN (R. B.), *I. R. E. Trans. on Nucl. Science*, NS 5, n° 3, 198.
[3] KALLMANN (H.) et BRUCKER (G. J.), *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 1122.
[4] BROOKS (F. D.), *Nucl. Inst.*, 1959, **4**, 151 ; *I. R. E. Trans. on Nucl. Science*, NS 7, n° 2-3, 35.
[5] FORTE (M.), Confer. Internat. UNESCO, 1958, A/Conf. 15/1514 ; ibid. *Nuovo Cimento*, supp. 9, 10, 390.
[6] AMBROSINO (G.), CAMBOU (F.) et CRETTEZ (J. P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **251**, 268 ; *ibid.*, 1960, **251**, 703.
[7] BLOOM (S. D.), KAIFER (R. C.) et SCHRADER (C. D.), *I. R. E. Trans. on Nucl. Science*, NS 7, n° 2-3, 170.
[8] TREGUER (L.), Rapport CEA, 1215-151, 1959.
[9] KOCH (L.), KOECHLIN (Y.), MOUGIN (B.) et TREGUER (L.), Colloque International sur l'électronique nucléaire, Paris, 1958, 53.
[10] OWEN (R. B.), *Nucleonics*, 1958, **16**, 54 ; *ibid.*, 1959, **17**, 92.
[11] NEILSON (G. C.), DAWSON (W. K.) et JOHNSON (F. A.), *Rev. Sc. Inst.*, 1959, **30**, 963.
[12] LITHERLAND (A. E.), ALMQUIST (H. E.), BATCHELOR (R.) et GOVE (H. E.), *Phys. Rev.*, Letters, 1959, **2**, 104.
[13] BROEK (H. W.) et ANDERSON (C. E.), *Rev. Sc. Inst.*, 1960, **31**, 1063.
[14] BIGGERSTAFF (J. A.), BECKER (R. L.), BORING (J.) et MCELLISTREM (M. T.), Report Univ. of Kentucky, 1960.
[15] RETHMEIER (J.), BOERSMA (H. J.) et JONKER (C. C.), *Nucl. Inst. and Methods*, 1961, **10**, 3, 240.
[16] HREHUSS (G.), *Nucl. Inst. and Methods*, 1960, **8**, 344.

DISPOSITIF PERMETTANT L'ANALYSE DE L'IMPULSION D'UN PHOTOMULTIPLICATEUR RAPIDE

Par G. PFEFFER, G. LAUSTRIAT et A. COCHE,
Département de Chimie Nucléaire, Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg.

Résumé. — Grâce aux circuits électroniques réalisés, il est possible de reproduire, point par point, l'impulsion de sortie intégrée d'un photomultiplicateur rapide (Dario 56 AVP). Cette analyse est rendue très précise par l'emploi d'une ligne à retard fendue. Le dispositif permet la détermination des constantes de temps de l'ordre de quelques nanosecondes que l'on rencontre dans les scintillateurs plastiques et liquides.

Abstract. — In this work, we constructed electronic circuitry permitting us to draw in every detail the integrated pulse from a fast photomultiplier (Dario 56 AVP). Very accurate results were obtained in this analysis owing to a slotted delay line. This device is used for the measurement of nanosecond decay time in liquid or plastic scintillators.

L'étude des constantes de temps de fluorescence dans les scintillateurs plastiques et liquides a déjà été entreprise par de nombreux auteurs (voir notamment [1 à 7], mais chaque méthode décrite nécessitait un mode d'excitation très particulier de la fluorescence : faisceau d'électrons pulsés accélérés à quelques dizaines de kV, rayons X pulsés, ou impulsions très brèves de lumière. Cependant, comme l'a montré Kallmann [3], les résultats sont différents suivant le mode d'excitation et d'autre part la nature de la particule ionisante peut influer sur les constantes de temps. C'est ainsi que certains scintillateurs plastiques ont une décroissance plus rapide sous l'impact de rayonnements très ionisants (particules α), que sous l'effet des rayons β ou γ.

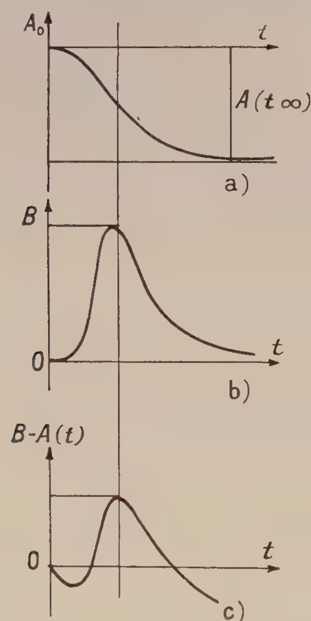


Fig. 1.

Le montage que nous décrivons, a l'avantage de ne nécessiter aucun mode particulier d'excitation de la luminescence. Il nous permet d'étudier les constantes de temps de une à quelques nanosecondes ; la limite inférieure de une nanoseconde est imposée par la rapidité de réponse du photomultiplicateur utilisé ; Nous avons choisi pour ce travail un photomultiplicateur Dario 56 AVP, qui, à l'heure actuelle, semble donner les meilleurs résultats au point de vue des fluctuations en temps.

Principe. — La figure 1 montre le principe de la mesure. Nous prélevons aux bornes du photomultiplicateur, deux impulsions électriques : une impulsion intégrée à l'anode que nous désignerons par $A(t)$ de hauteur maximale $A(t\infty)$ (*fig.* 1*a*), une impulsion de courant au niveau de la dernière dynode sur une charge de 100 à 150 Ω, de hauteur maximale B supérieure à $A(t\infty)$ (*fig.* 1*b*).

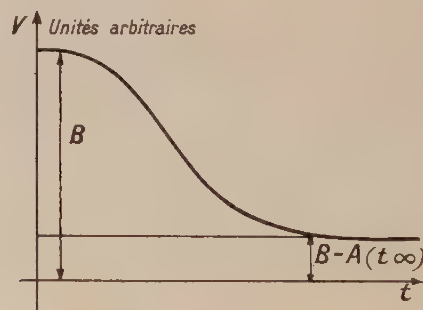


Fig. 2.

On superpose le signal B au signal $A(t)$ et on mesure la hauteur résultante $B - A(t)$ (*fig.* 1*c*).

En décalant dans le temps A par rapport à B, on peut reproduire la forme de l'impulsion $A(t)$ (*fig.* 2).

Comme l'impulsion B différentiée de $A(t)$ a une hauteur supérieure à $A(t\infty)$, ses flancs sont toujours plus raides que ceux de A ; dans ces conditions la soustraction se fera correctement.

Montage expérimental. — La figure 3 montre le schéma du montage. Le mélange des impulsions A et B se faisant sur une ligne à retard fendue d'impédance caractéristique 200 Ω, réalisée au laboratoire, nous sommes obligés d'adapter les deux sorties du photomultiplicateur à cette valeur. Nous réalisons ceci avec des tubes D3A montés en amplificateurs avec une charge d'anode de 200 Ω. Sur la voie intégrée, nous disposons également un diviseur capacitif afin que la hauteur maximale de $A(t)$ reste toujours inférieure à celle de B. L'impulsion résultante $A(t) - B$ est ensuite amplifiée, puis allongée à une microseconde [8], avant d'être analysée au sélecteur à 100 canaux. La porte de ce dernier est ouverte par le signal de sortie d'un canal latéral, monté en parallèle sur l'anode du photomultiplicateur. Ce dispositif nous permet de sélectionner une partie très étroite du spectre, ce qui est particulièrement intéressant lorsque celui-ci ne présente pas de pics bien résolus.

Fig. 3.

Performances. — Pour nous assurer de la validité des résultats obtenus avec ce dispositif, nous avons simulé le fonctionnement normal à l'aide d'un générateur à relais à mercure ayant deux sorties en phase et séparément atténuables. La figure 4 montre le schéma du montage utilisé. Le générateur d'impédance caractéristique 75 Ω délivre deux impulsions négatives d'une nanoseconde de temps de montée (défini de la manière habituelle, entre 10 et 90 % de la valeur maximale). A l'entrée de la voie A, se trouve une capacité de 28 pF, y compris les capacités parasites, ce qui nous donne une constante d'intégration de 1,05 nanoseconde. D'autre part, la capacité d'anode est estimée à 8 pF, ce qui correspond à une constante d'intégration de 0,8 nanoseconde. La montée entre 10 et 90 % de l'impulsion à l'entrée de la ligne fendue sera donc :

$$\tau = \sqrt{2{,}2^2(1{,}05^2 + 0{,}8^2) + 1} = 3{,}1 \text{ ns.}$$

Fig. 4.

Fig. 5.

Sur la voie B, l'impulsion issue du générateur est différentiée et on ne conserve que la deuxième partie du signal de différentiation. En procédant alors, comme il a été décrit plus haut, nous pouvons reproduire point par point la forme de la montée de l'impulsion A. Nous trouvons effectivement (*fig.* 5) une montée de 3,1 nanosecondes entre 10 et 90 %.

Ce dispositif permet d'analyser la forme du

signal anodique d'un photomultiplicateur éclairé, soit par une impulsion lumineuse très brève, soit par un scintillateur dont les constantes de temps sont du domaine de la nanoseconde. Nous utilisons actuellement ce montage pour l'étude des scintillateurs liquides et plastiques.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Swanck (R. K.) et Buck (W. L.), *Rev. Sc. Instr.*, 1955, **26**, 15.
[2] Wright (G. T.), *Proc. Phys. Soc.*, London, 1956, B **69**, 358.
[3] Kallmann (H.) et Brucker (G. J.), *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 1122.
[4] Brooks (F. D.), *Nucl. Instrum.*, 1959, **4**, 151.
[5] Owen (R. B.), *I. R. E. Trans. Nucl. Science*, 1958, **5**, n° 3, 196.
[6] Schmillen (A.), Schmillen (L.) et Rohd (F.), *Z. Naturforsch.* 1953, **8**a, 213.
[7] Dreeskamp (H.), Ghosh (A. K.) et Burton (M.), *Rev. Sc. Instr.*, 1961, **32**, 304.
[8] Sarazin (A.), Samueli (J.), Ducros (G.) et Raimbault (P.), *Nucl. Instrum.*, 1960, **8**, 70.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 170 A

DÉTECTEUR RAPIDE POUR NEUTRONS INTERMÉDIAIRES (1 A 100 keV) UTILISATION EN SPECTROMÉTRIE PAR TEMPS DE VOL

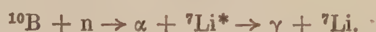
Par A. PERRIN,
C. E. A.

Résumé. — Deux détecteurs, l'un au ^{10}B, l'autre au Li, sont étudiés du double point de vue de l'efficacité pour des neutrons de 1 à 100 keV et du temps de réponse. L'efficacité, de 6 % pour des neutrons thermiques, varie en fonction de l'énergie suivant une courbe qui est donnée. L'utilisation de ces détecteurs dans un spectromètre à temps de vol permet d'obtenir, pour les neutrons de la réaction T(p, n)^{3}He une résolution en temps de 8 ns.

Abstract. — ^{10}B and Li detectors are studied in order to determine their efficiency for 1 to 100 keV neutron energies, and their response time.
We give curves that show the variation of the efficiency (6 % for thermal neutrons) as a function of neutron energy. The use of these detectors in a "time of flight" spectrometer allows a resolving time of 8 ns for neutrons from the T(p, n)^{3}He reaction to be obtained.

L'extension de la méthode du temps de vol à des neutrons d'énergie comprise entre 1 keV et 100 keV requiert l'emploi d'un détecteur alliant une efficacité acceptable à ces énergies, à un court temps de réponse.

Les détecteurs susceptibles d'être utilisés font nécessairement intervenir une réaction nucléaire. Parmi ceux que nous avons étudiés, deux nous ont semblé particulièrement intéressants. Le premier met en œuvre la réaction :



$$^{10}\text{B} + \text{n} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma + {}^7\text{Li}.$$

Il consiste en un cylindre de ^{10}B contenu dans une boîte en aluminium à parois minces, plaquée contre un cristal de NaI activé au Tl qui détecte le γ de 478 keV émis lors de la désexcitation du ^{7}Li*.

L'efficacité de ce détecteur pour des neutrons de 1 keV est de l'ordre de 6 %. Elle varie en fonction de l'énergie des neutrons comme l'indique la courbe de la figure 1, calculée en tenant compte de l'absorption exponentielle dans le cylindre de ^{10}B. Le ^{10}B est opaque aux neutrons de faible énergie,

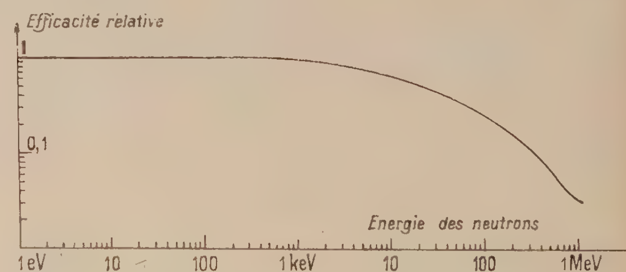


Fig. 1. — Détecteur ^{10}B + NaI.

mais cesse de l'être pour ceux d'énergie plus élevée (à partir de 1 keV).

L'efficacité varie cependant de façon suffisamment monotone pour que ce détecteur puisse être utilisé de façon satisfaisante à des mesures

relatives de flux, en particulier à des mesures de transmission. La sensibilité pour des neutrons de très faible énergie permet de définir avec précision le seuil des réactions endoénergétiques (*fig.* 2), ce qui fournit des points précis sur la courbe d'étalonnage de l'accélérateur utilisé.

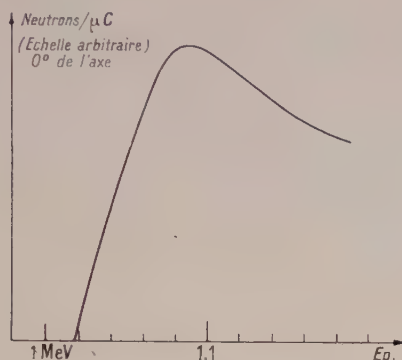


Fig. 2. — 0°. Seuil de la réaction $T(p, n)^3He$.

La distribution en amplitude des impulsions correspondant à la détection de neutrons produits à l'aide d'un Van de Graaff par la réaction $T(p, n)^3He$ (*fig.* 3) montre un pic à 478 keV qui présente une

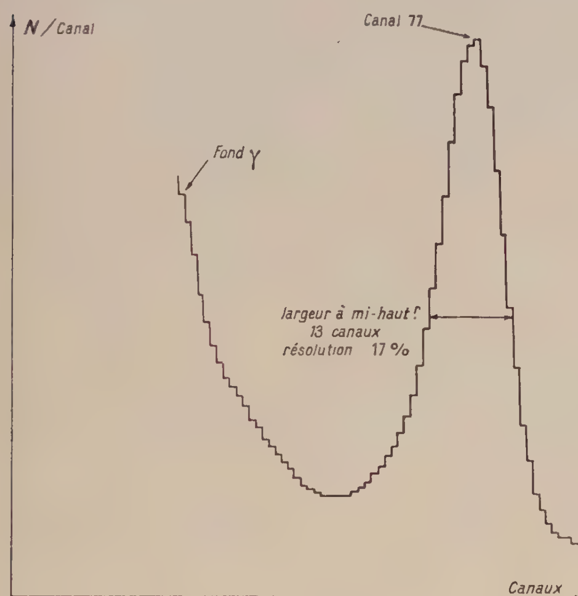


Fig. 3. — Spectre d'amplitude (^{10}B + NaI).

largeur à mi-hauteur de 17 % ; dans ces conditions et malgré la constante de temps de scintillation de 0,2 μs de l'iodure de sodium, il est possible, en formant les impulsions d'anode du photomultiplicateur sur une résistance de charge de 200 Ω, de définir un intervalle de temps avec une précision de 5 à 6 ns.

Le second détecteur qui utilise la réaction



$$^6Li + n \rightarrow \alpha + T$$

est un verre scintillateur au lithium naturel, de fabrication étrangère. Son efficacité, de 5 à 6 % pour des neutrons thermiques, diminue de 50 à 100 fois pour des neutrons de 1 à 100 keV (*fig.* 4) et présente un maximum à 270 keV dû à la réso-

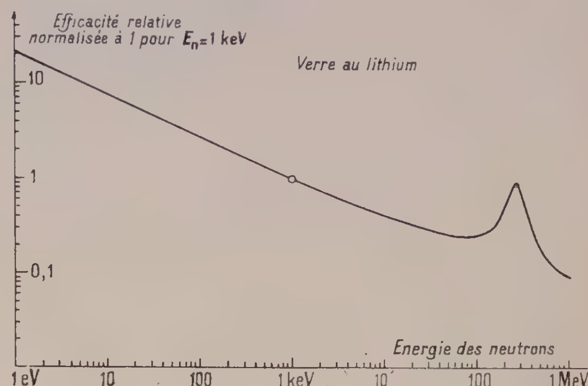


Fig. 4. — Verre au lithium.

nance du lithium. La sensibilité aux γ de ce verre n'est pas très grande, les impulsions dues aux neutrons sont plus grandes que celles produites par les γ de 1,3 MeV du ^{60}Co (*fig.* 5) ce qui permet de l'utiliser malgré la présence d'un fond γ. Un essai de discrimination neutron-gamma d'après la forme

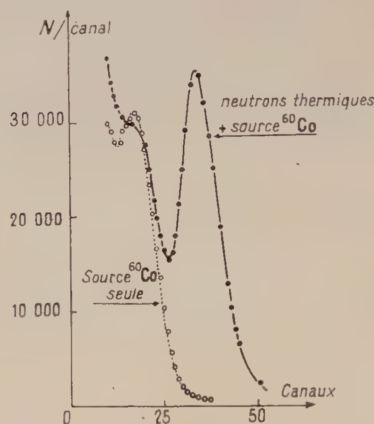


Fig. 5. — Détecteur : Verre au Li.

de l'impulsion a donné quelques résultats encourageants ; il semble que les scintillations dues aux particules lourdes (α et T) soient légèrement plus rapides que celles dues aux électrons, les constantes de temps de scintillation étant dans les deux cas voisines de 60 ns.

La distribution en amplitude des impulsions provoquées par des neutrons thermiques comporte un pic dont la largeur à mi-hauteur est de 25 %. On peut donc, étant donné la constante de temps de

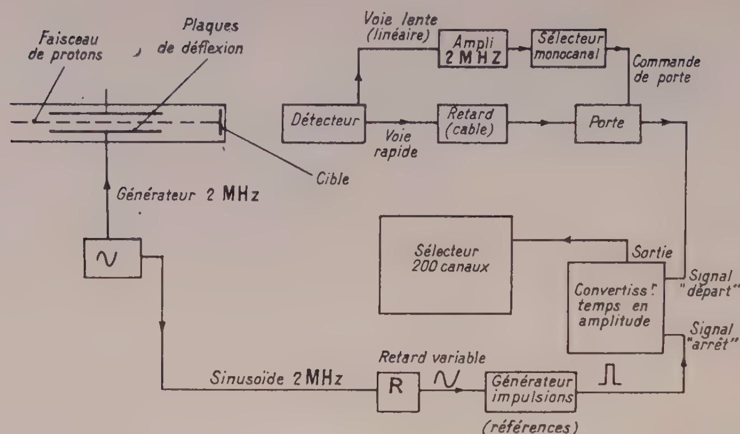


FIG. 6. — Schéma de l'appareillage de spectrométrie par temps de vol.

décroissance de ce scintillateur, définir un temps avec une précision de 2 à 3 ns.

Ces détecteurs furent utilisés successivement dans un dispositif de spectrométrie par temps de vol dont le schéma est donné (*fig.* 6). On remarque que la voie lente, dont la fenêtre est ajustée pour encadrer le pic correspondant aux neutrons, opère une sélection sur les impulsions de la voie rapide par l'intermédiaire d'une porte placée avant le convertisseur de temps en amplitude. Cette disposition présente plusieurs avantages : le décalage en temps entre l'impulsion rapide et l'impulsion de porte ne dépend pas du temps de vol ; le convertisseur de temps en amplitude ne reçoit que les impulsions qui seront effectivement analysées, ce qui diminue le taux de comptage et augmente la précision. Enfin, le retard R réglable, placé sur le signal sinusoïdal avant le générateur d'impulsions de référence, permet de faire varier d'une valeur déterminée le retard relatif des impulsions « départ » et « arrêt » sans introduire d'erreur de temps due à la variation du temps de montée de l'impulsion avec le retard.

La figure 7 montre le spectre de temps de vol ainsi obtenu. La fréquence de déflexion du faisceau de protons est de 2 mégahertz ce qui donne 250 ns entre deux passages successifs du faisceau sur la cible. La résolution en temps de tout l'appareillage : détecteur et électronique est ainsi de 8 ns (largeur à mi-hauteur du pic).

Dans les mêmes conditions, le verre au lithium permet d'obtenir une résolution du même ordre : largeur de pic à mi-hauteur inférieure à 10 ns, mais sous sa forme actuelle (lithium naturel) il n'est pas utilisable facilement à cause de son efficacité trop faible pour des neutrons de quelques keV. Ce détecteur conserve cependant tout son intérêt si l'on envisage la possibilité d'obtenir un verre enrichi au ^{6}Li. Son efficacité qui serait ainsi considérablement augmentée le rendrait comparable à l'iodure de sodium et bore 10, sur lequel il présenterait en outre les avantages d'être moins sensible aux γ et de pouvoir être utilisé sous un plus grand volume.

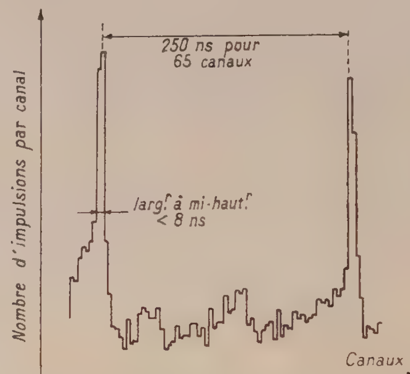


FIG. 7. — Spectre de temps de vol des neutrons de la réaction T(p, n)^{3}He.

BIBLIOGRAPHIE

RAE (G. R.) et BOWEY (E. M.), *Proc. Phys. Soc.*, London, 1953, **66** A, 1073.
GOOD (W. M.), NEILER (J. H.) et GIBBONS (J. H.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 926.
HUGUES (D. J.) et SCHWARTZ (R. B.), Neutron cross sections BNL 323.
OWEN (R. B.), *L'Electronique nucléaire* **T1**, p. 27.
BROOKS (F.), *Nucl. Instr. and Methods*, 1959, **4**, 151.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 173 A.

GÉNÉRATEUR D'IMPULSIONS LUMINEUSES DANS LE DOMAINE DE LA MILLIMICROSECONDE A HAUT TAUX DE RÉCURRENCE UTILISATION POUR L'ÉTUDE DE LA FATIGUE DES PHOTOMULTIPLICATEURS

Par PIERRE CACHON et ARMAND SARAZIN,
Institut d'Études Nucléaires d'Alger.

Résumé. — On a étudié la réponse de photomultiplicateurs soumis à des impulsions lumineuses d'amplitude constante, de quelques nanosecondes de durée, dont le taux de répétition pouvait atteindre 10 millions à la seconde.

Ces impulsions sont produites par excitation de la fluorescence d'un tube cathodique spécial dont le wehnelt est débloqué à la cadence voulue.

Les mesures de sensibilité anodique faites en fonction du taux de répétition nous ont permis de dissocier les différentes origines de sa variation : celle due à la modification de la répartition des potentiels interdynodes ; celle due à l'effet de charge d'espace aux derniers étages ; celle due à la fatigue des dynodes.

Abstract. — Describes a generator of very short light pulses, the rate of which can reach 10^7 per second.

This generator has been used for the measurement of photomultipliers momentary strain, the results of which are also given.

Les détecteurs à scintillation sont souvent utilisés pour des taux de comptage très élevés. Il est intéressant d'étudier le comportement du photomultiplicateur soumis à des impulsions lumineuses très brèves dont la répétition peut atteindre 10^7 à la seconde.

Le générateur d'impulsions lumineuses utilise la fluorescence d'un écran de tube cathodique spécial excité par un faisceau électronique pulsé. Nous avons déjà décrit [1] et utilisé ce dispositif pour la mesure des caractéristiques locales des photomultiplicateurs [2]. Pour obtenir des impulsions lumineuses à taux de récurrence élevé, il fallait pouvoir disposer d'un tube dont le temps de décroissance de la fluorescence de l'écran soit très faible. Nous avons fait plusieurs essais et adopté le tube CL 72 [3]. La fluorescence de son écran est caractérisé par une émission spectrale centrée sur 4 000 Å, sa décroissance très rapide est de l'ordre de quelques 10^{-8} secondes. La faible capacité interélectrode cathode-wehnelt de ce tube à structure triode permet d'autre part une commande très rapide de son faisceau cathodique. Ce tube est d'autre part très intéressant pour réaliser une source sous un volume réduit, son écran d'un diamètre utile de 20 mm permet toutefois l'éclairement uniforme de la plupart des photocathodes de photomultiplicateur sans interposition de dispositif optique. Enfin l'absence de focalisation et de déflexion simplifie considérablement l'électronique d'alimentation qui se compose essentiellement : d'une alimentation très haute tension de 20 kV stabilisée par une boucle de réaction assurant une constance de la tension de sortie à $\pm$ 1 % ; d'une alimentation de polarisation pour wehnelt ajustable de façon à bloquer au repos le courant cathodique ; d'un générateur d'impulsions électriques positives très brèves de récurrence variable destinées à débloquer le wehnelt.

Ce générateur est du type 120 B [4]. Les impulsions qu'il fournit ont les caractéristiques suivantes :

Amplitude :	— 10 volts
Temps de montée :	2 ns
Durée à mi-hauteur :	2 ns
Impédance de sortie :	100 Ω
Fréquence de récurrence variable du coup par coup à :	10^7

La polarité obtenue est inversée par un transformateur utilisant un tore en ferrite LTT 11 05. L'impulsion lumineuse obtenue dans ces conditions sur l'écran du tube cathodique et observée à l'aide d'un photomultiplicateur rapide type 56 AVP a les caractéristiques suivantes :

Temps de montée :	2 ns
Durée à mi-hauteur :	8 ns
Nombre de photons par impulsion :	environ 8 000

Afin de réduire le rapport cyclique des impulsions lumineuses qui pour la répétition maximum atteindrait :

$$8.10^{-9}/10^{7} = 0,08$$

et qui correspondrait pour le tube cathodique et pour le photomultiplicateur à des courants moyens élevés, nous avons asservi le déclenchement du générateur d'impulsions électriques par des impulsions rectangulaires de durées réglables permettant d'avoir des trains d'impulsions lumineuses à

cadence ajustable pendant des durées prédéterminées. On peut ainsi réduire le rapport cyclique à la valeur voulue, ou travailler à rapport cyclique constant.

Nous avons utilisé ce générateur pour étudier la modification de réponse d'un photomultiplicateur en fonction du taux de répétition des impulsions. La principal cause de baisse du gain étant liée au courant permanent du pont diviseur d'alimentation des dynodes, nous avons comparé les résultats obtenus avec les différents montages classiques.

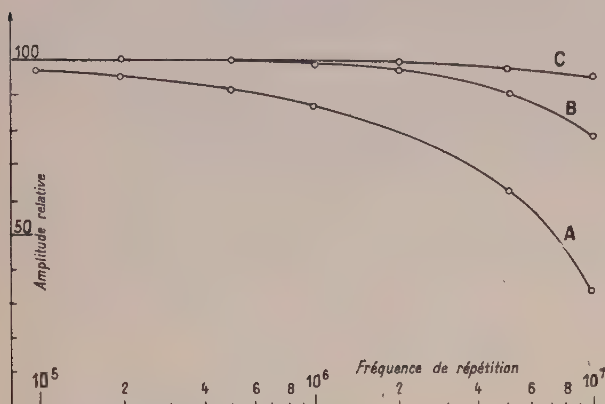


Fig. 1.

Les courbes du graphique suivant donnent la valeur relative de l'amplitude crête des impulsions anodiques d'un photomultiplicateur type 56 AVP en fonction de la fréquence de récurrence des impulsions lumineuses.

— La courbe A correspond à l'alimentation des dynodes par un diviseur potentiométrique parcouru par un courant constant égal à 3 milliampères. La courbe B correspond à l'alimentation des 11 premières dynodes par un diviseur identique au précédent, les 3 dernières dynodes étant alimentées par un diviseur à tubes régulateurs à gaz dont le débit est maintenu constant à 25 milliampères par une deuxième source. La courbe C correspond à l'alimentation à basse impédance des 4 dernières dynodes [5].

Ces dynodes constituent les charges cathodiques de 4 triodes de puissance alimentées à courant constant par une source auxiliaire, les grilles de ces triodes sont à des potentiels définis par le diviseur potentiométrique classique dont le début alimente les 10 premières dynodes. Ce montage présente sur le précédent les avantages suivants :

1. La répartition des potentiels interdynodes peut être pré-établie par construction du diviseur.
2. La variation éventuelle de la haute tension d'alimentation se répartit sur la totalité des dynodes.
3. Le débit équivalent des quatre derniers étages peut être très élevé (100 mA dans nos mesures).

Les courbes précédentes ont été relevées avec des trains d'impulsions de durée constante, égale à 1 ms, se répétant toutes les 20 ms, le rapport cyclique d'illumination de la photocathode est donc toujours variable en fonction de la récurrence des impulsions brèves. En maintenant constant ce rapport cyclique, les variations de gain mesurées ne sont imputables qu'aux effets de charge d'espace des derniers étages et de l'altération du coefficient d'émission secondaire des dynodes. Nous avons pu dans ces conditions mettre en évidence des variations de gain de 5 à 6 %.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cachon (P.) et Sarazin (A.), Un générateur d'impulsions très brèves. Applications à l'étude des photomultiplicateurs. *Onde Electrique*, 1958, **36**, n° 377-378, 617-621.

[2] Cachon (P.), Étude des caractéristiques locales des photomultiplicateurs. Éditions de la Revue d'Optique Théorique et Instrumentale, Paris, 1960.

[3] Construit par Ferranti L. T. D. Gem Mill Chadderton, Oldham, Lancs, Angleterre.

[4] E. H. Research Laboratories Inc., 163 Adeline Street, Oakland 20, California, U. S. A.

[5] Penman (S.), Low impedance supply for photomultipliers. *Rev. Sc. Instr.*, 1959, **30**, n° 8, 745.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 175 A.

SUR LA POSSIBILITÉ D'UTILISATION D'UNE CHAMBRE A BULLES A PROPANE POUR L'ÉTUDE DES RÉACTIONS NUCLÉAIRES PROVOQUÉES PAR LES PROTONS PRODUITS PAR LE SYNCHROCYCLOTRON D'ORSAY

Par Mlle T. YUASA, MM. J. DUFOURNAUD, A. MICHALOWICZ et M. POULET,
Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire d'Orsay.

Résumé. — Mise au point et étude des caractéristiques du fonctionnement d'une chambre à bulles à propane de 6 litres pour l'étude des réactions nucléaires provoquées par les nucléons ayant une énergie entre 70 et 135 MeV.

Abstract. — Adjustment and studies of some characteristics of a 6 litre propane bubble chamber for researches in nuclear reactions induced by the nucleons having energy between 70 and 135 MeV.

1. **Introduction.** — Les méthodes électroniques de détection fournissent les résultats statistiques les plus précis dans l'étude des réactions nucléaires, mais nous obligent de sélectionner, pour chaque expérience, en général, un type de phénomène. Mais, dès que dans une interaction interviennent plus de 2 particules, l'expérimentation devient difficile et l'interprétation très imprécise. Nous avons pensé qu'il serait utile d'étudier la possibilité d'utiliser une chambre à bulles pour détecter les phénomènes produits dans les interactions des nucléons de moyenne énergie (limite supérieure des protons du synchrocyclotron d'Orsay : 155 MeV). Dans une chambre à bulles à propane on pourrait détecter des particules dont le parcours est supérieur à quelques dixièmes de mm.

L'avantage d'une chambre à bulles à propane de dimension raisonnable serait, en particulier, de suivre l'histoire d'un nucléon incident depuis son énergie maximum jusqu'à son absorption totale et choisir les phénomènes qui nous intéressent.

Nous avons actuellement effectué une première série de prises de vue et de mesures en vue de nous rendre compte des possibilités d'utilisation. Nous avons utilisé une chambre à propane de 6 litres, initialement construite au C. E. A. comme appareil d'exposition, qui nous a été prêtée (*) et que nous avons entièrement modifiée et équipée.

2. **Dispositifs** (*fig.* 1). — *a*) Chambre a bulles. — La chambre dont le diamètre est de 20 cm et la profondeur de 15 cm fonctionne dans les conditions suivantes :

Température : 60° ± 0,4 °C
Pression initiale du propane : 30 kg/cm²
Pression finale du propane : 9 à 10 kg/cm²

$$\Delta V/V \sim 1{,}7 \text{ à } 3\ \%$$

Fréquence maximum de détente : 1 détente par 1,5 s

Un circuit commandant le temps d'ouverture de la vanne de détente permet de régler le temps d'ébullition du propane. Car le temps de liquéfaction de la vapeur produite limite la fréquence de détente de la chambre et, ainsi, on peut régler la quantité de vapeur produite au minimum.

Les deux hublots qui se trouvent aux extrémités de la chambre sont protégés par les carters remplis à 15 kg/cm² de N_2.

(*) Nous remerçions M. Rogozinsky ainsi que tous les techniciens des chambres à bulles au C. E. A. pour leur amabilité et leurs conseils.

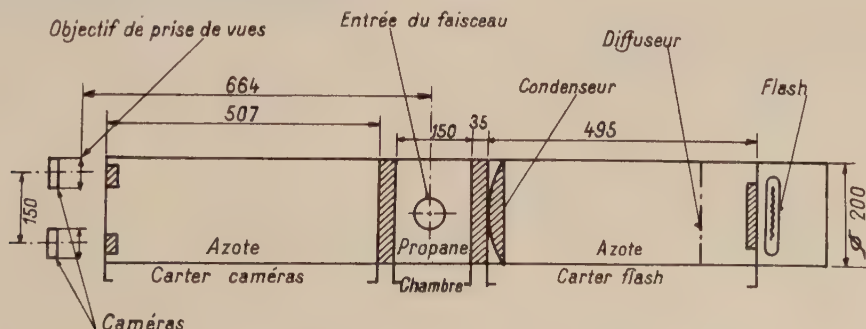


Fig. 1. — Schéma de la chambre à bulles à propane.

b) Flash. — On a utilisé un tube à décharge PF 900 X de Philips, avec HT = 2 000 volts et capacité = 50 μF.

c) Caméras. — Les trois caméras dont la distance entre les deux axes optiques des objectifs est 150 mm sont montées sur deux disques réglant les positions des caméras par rapport aux marques fiduciaires gravées sur le hublot antérieur de la chambre. Pour cette expérience, on n'a utilisé que deux caméras.

3. **Fonctionnement.** — On montre sur la figure 2 la variation de la pression dans la chambre

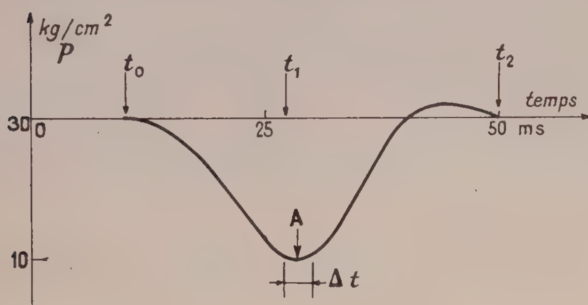


Fig. 2. — Courbe de détente.

en fonction du temps lors d'une détente détectée au moyen d'un capteur de pression :

t_0 : temps mort avant la détente ~ 10 ms,
t_1 : temps écoulé jusqu'au maximum de détente ~ 28 ms,
Δt : temps de sensibilité ~ 5,5 ms,
t_2 : temps d'une détente ~ 50 ms.

Pour que l'emplacement des paquets de protons (au S. C. la fréquence est de 500 paquets de protons par seconde) dans la zone de sensibilité soit fixé, nous avons synchronisé le système de détente par rapport au faisceau de protons. Un dispositif de déphasage situe l'emplacement d'un paquet de protons au meilleur point de la détente. (Ce dernier dispositif n'a été réalisé qu'après les expériences préliminaires conjointement avec un dispositif permettant de réduire la fréquence à 250 paquets de protons par seconde (*).) Un système de retard ajuste, après l'arrivée du paquet à observer, le déclenchement du flash (durée 50 μs). (Point A sur la courbe dans la figure 2.)

Nous avons fait fonctionner la chambre à bulles avec le faisceau de protons produits par le synchrocyclotron pendant quelques heures et nous avons obtenu environ 1 200 paires de clichés. On montre, à titre d'exemple, un cliché (fig. 3).

(*) Le dispositif permettant de réduire le nombre de paquets de protons a été réalisé par M. Cabrespine du laboratoire.

L'examen préliminaire des clichés a été fait par projection et à l'aide d'un stéréoscope. Une partie des cas de diffusion en forme de fourche à deux branches a été mesurée soit par la méthode de projection orthogonale soit par un stéréo-comparateur



Fig. 3. — Trajectoires de protons produits par le synchrocyclotron d'Orsay.

de Pülfrich et calculée à l'aide de la machine IBM 650 d'Orsay. Dans le tableau, nous présentons globalement les types de phénomènes observés. Sur 200 phénomènes présentant deux particules éjectées (fourche à deux branches) mesurées et calculées, environ 48 % ont pu être identifiées (bilan d'énergie, angle de fourche et angle de coplanarité)

TABLEAU I

CLASSIFICATION DES PHÉNOMÈNES OBSERVÉS

ÉNERGIE DU FAISCEAU DES PROTONS INCIDENTS	NOMBRE DE TRAJECTOIRES DES PROTONS	SIMPLE DIFFUSION (TYPE P. C.)		DOUBLE DIFFUSION		TRIPLE DIFFUSION		FOURCHES A 2 BRANCHES		FOURCHES A BRANCHES MULTIPLES	
		NOMBRE	%	NOMBRE	%	NOMBRE	%	NOMBRE	%	NOMBRE	%
(MeV)											
150	1 706	92	5,4	17	1,0	1	0,06	102	6,0	12	0,6
130	495	51	10,2	4	0,8	0		34	5,3	1	0,2
115	802	80	10,0	6	0,8	0		51	6,4	2	0,3
Total	3 043	223	7,3	27	0,9	1	0,03	187	6,1	15	0,5

comme chocs élastiques (p, p), 20 % probablement comme chocs (p, 2p) sur le carbone avec un défaut d'énergie moyenne de 17 MeV ; le reste étant constitué par des phénomènes avec émission d'une ou plusieurs particules neutres ou l'émission de particules plus lourdes que des protons.

D'après l'examen des clichés, les erreurs globales introduites pour la mesure d'angles de fourche, ψ, d'angles de coplanarité, ε, et de longueurs de trajectoires, l, sont respectivement : $\Delta\psi \leqslant 1°30$, $\Delta\varepsilon \leqslant 2°30$, $\Delta l \leqslant 0{,}2$ mm. Ces erreurs peuvent être améliorées.

4. **Conclusion.** — L'examen de nos premiers résultats montre que la chambre à bulles à propane peut être un instrument intéressant dans l'étude des interactions des nucléons sur les nucléons ou sur le carbone. Malheureusement, à l'avantage de l'observation visuelle se joint, en contrepartie, la difficulté du dépouillement et de la mesure. Il est évident que l'utilisation d'une chambre à bulles aux moyennes énergies ne peut être bien rentable que dans la mesure où il serait possible d'utiliser des moyens plus perfectionnés que la simple projection orthogonale.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 177 A.

COURBES PARCOURS-ÉNERGIE DES PARTICULES α DANS L'ALUMINIUM

Par CLAUDE GÉRARDIN, ROLAND BILWES,
et
Mme DENISE MAGNAC-VALETTE
Département de Physique Corpusculaire, C. R. N., Strasbourg.

Résumé. — Nous avons effectué la comparaison entre les valeurs expérimentales de dE/dx (pour des particules α d'énergie inférieure à 14 MeV) et les valeurs théoriques. L'accord est bon entre nos résultats et les valeurs théoriques de Whaling. Il n'en est pas de même des parcours abolus. Il semble qu'Aron ait ajusté sa courbe sur des parcours absolus plus exacts aux environs de 4 MeV.

Abstract. — We have measured the value of dE/dx for α particles between 10 and 14 MeV in Al. The agreement with Whaling's theoretical values is good. Aron's absolute ranges around 4 MeV seem better than Whaling's values.

Nous avons constaté des différences appréciables entre les parcours des particules α de 14 MeV dans l'aluminium déterminés par différents auteurs. Whaling [1] donne en effet 29,4 mg/cm² et Aron, Hoffmann et Williams [2] 27,6 mg/cm². Ces valeurs sont déterminées en calculant dE/dx et en ajustant la courbe intégrale sur un parcours déterminée expérimentalement.

Nous avons pensé incriminer d'abord la valeur de dE/dx et nous avons décidé de la mesurer en contrôlant la pente de la courbe $e = f(E_f)$, e étant l'épaisseur d'une feuille traversée par des α de 14,36 MeV et E_f l'énergie résiduelle mesurée après absorption. La méthode a été employée pour une étude parallèle sur l'or [3].

Les α proviennent de la réaction $^{10}B(d\,\alpha)^{8}Be$ pour

une énergie incidente de 5 MeV et correspondent à la formation de l'état fondamental de ^{8}Be. Elles forment un groupe de largeur très faible (5 eV) bien inférieur au « straggling » éventuel. L'énergie des α est mesurée (avec ou sans absorbant) à l'aide du spectrographe magnétique de Buechner.

L'erreur relative sur l'énergie provenant de l'étalonnage est de l'ordre de 3.10^{-3}. Il faut ajouter à cette erreur, celles qui viennent de l'épaisseur de la cible et de la valeur finie de l'angle solide d'émission. La demi-largeur à mi-hauteur du pic α sans absorbant est de l'ordre de 45 keV. Au total, l'erreur relative sur l'énergie des α sans absorbant est de l'ordre de $4{,}5.10^{-3}$ et l'énergie de 14,36 MeV est déterminée à 0,06 MeV près.

La courbe (1) représente la variation de l'épaisseur e en mg/cm² en fonction de l'énergie résiduelle des particules α. Les barres horizontales indiquent la largeur du pic après absorption.

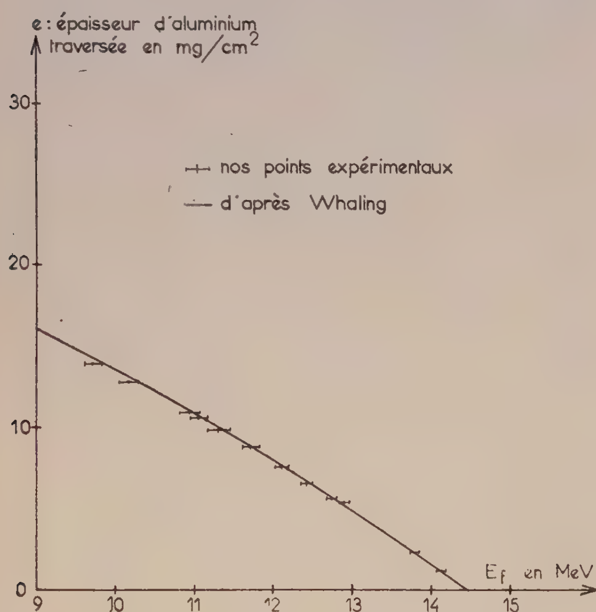


Fig. 1.

Si R_f est le parcours résiduel dans l'aluminium. $R_f = f(E_f)$ représente la courbe parcours-énergie. $e = R_0 - R_f = R_0 - f(E_f) = g(E_f)$ représente la courbe (1).

R_0 étant le parcours absolu des α de 14,36 MeV dans l'aluminium. On voit que la courbe $f(E_f)$ se déduit de $g(E_f)$ par une symétrie par rapport à l'axe des x et par une translation le long de Oy pour l'ajuster sur un point absolu. Nous l'avons ajustée sur le point donné par Whaling à 14,36 MeV (courbe 2). Ceci nous a permis de vérifier la pente de la courbe de Whaling (en trait plein sur la figure) sauf pour les points correspondants aux feuilles les plus épaisses, car dans ce cas, le straggling élargit tellement les pics qu'il se produit une interférence entre le groupe du premier état excité de ^{8}Be et celui du niveau fondamental, ce qui a pour effet de déplacer l'énergie moyenne de l'état fondamental vers les basses énergies.

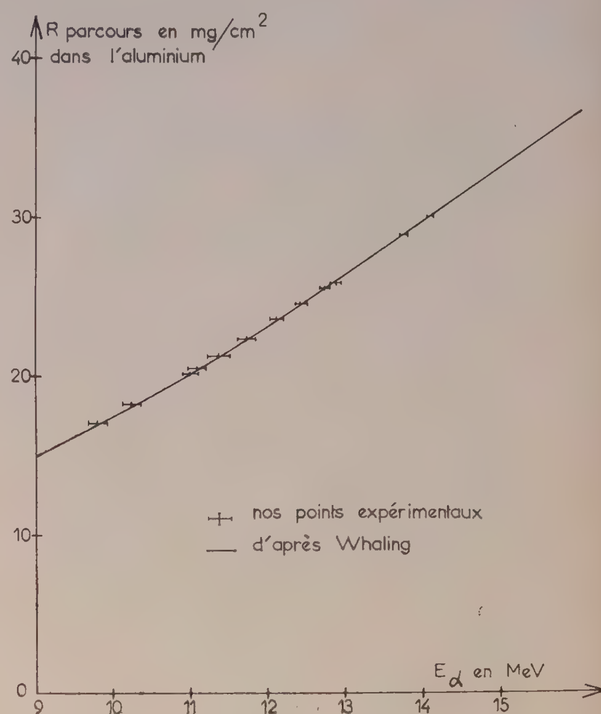


Fig. 2.

Une détermination préliminaire des parcours absolus des α dans l'aluminium aux environs de 4 MeV [4] nous donne un meilleur accord avec les résultats de Aron, Hoffmann et Williams qu'avec ceux de Whaling. Il semble que la courbe de Whaling, dont la pente est bonne soit systématiquement au-dessus des parcours réels pour l'aluminium.

Nous remercions M. le Pr P. Cuer, pour son aide et ses conseils éclairés, ainsi que l'équipe du Van de Graaff dirigée par M. Letournel, qui a permis la réalisation de ce travail.

RÉFÉRENCES

[1] Whaling, The energy loss of charged particles in matter. *Hand. Physik*, 1953, **34**, 193.
[2] Aron (W. A.), Hoffmann (B. C.) et Williams (F. C.), Range energy curves. *A. E. C. U.* 1951, May 28, **663**.
[3] Gérardin (C.), Bilwes (R.) et Magnac-Valette (D.), *J. Physique Rad.*, 1961, **22**, 62.
[4] Gérardin (C.), Bilwes (R.) et Magnac-Valette (D.), Détermination de certains parcours absolus dans l'or et l'aluminium pour des particules alpha d'environ 4 MeV (à paraître aux *C. R. Acad. Sc.*).

SUPPLÉMENT AU N° 11
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 179 A.

DOSAGE DU RADON ET DU THORON CONTENUS DANS L'AIR ATMOSPHÉRIQUE APPLICATION A L'ÉTUDE DE L'ÉQUILIBRE RADIOACTIF ENTRE CES GAZ ET LEURS DESCENDANTS

Par MM. Jacques FONTAN, Daniel BLANC, Michel BONNAFOUS et André BOUVILLE,
Centre de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences de Toulouse.

Résumé. — Description de l'installation ; mesure de ses caractéristiques et de ses sensibilités pour le radon et pour le thoron. Détermination directe de l'activité des aérosols atmosphériques. La comparaison de ces résultats montre que l'équilibre radioactif est rarement atteint.

Abstract. — Description of the apparatus ; measurement of its characteristics and of its sensitivity for radon and thoron. Direct determination of the activity of atmospheric aerosols. The comparison between these results shows that radioactive equilibrium is seldom achieved.

L'appareil conçu pour doser de façon directe et continue le radon (Rn) contenu dans l'air [1] a été amélioré et adapté à la mesure du thoron (Tn) : l'air se débarrasse des particules de dépôt actif sur un filtre de papier Schneider rose de grande surface ; il passe ensuite dans une chambre de désintégration étanche (2 000 litres) où une partie du Rn et du Tn qu'il contient se désintègre. Les particules des descendants sont recueillies, à la sortie de la chambre, sur un filtre (Schneider rose), dont on mesure ensuite l'activité alpha. Le pouvoir de rétention des filtres est supérieur à 99 % [2], [3], pour les aérosols atmosphériques. On utilise une pompe d'aspiration ayant un débit moyen de 20 m³/heure et supportant une dépression de 20 cm de mercure.

Calcul de l'activité recueillie dans le filtre de sortie. — On trouvera le principe du calcul dans la référence [1] ; nous résumons ici les résultats obtenus.

1° Cas du radon. — Le temps de passage est voisin de 300 s ; durant l'aspiration l'activité alpha R_r sur le filtre (désintégrations par sec) augmente selon :

$$\frac{R_r}{10^{-4}\, Q_0\, v} = 9{,}825 - 3{,}84\, e^{-\lambda_2 t} - 25{,}13\, e^{-\lambda_3 t} + 18{,}94\, e^{-\lambda_4 t}$$

t (sec) étant le temps compté depuis le début du prélèvement, Q_0 le nombre d'atomes de Rn par litre, v le débit (litres/s), λ_2, λ_3, λ_4, les constantes radioactives de Ra A, Ra B et Ra C. Lorsque l'équilibre radioactif est atteint :

$$(R_r)_{\text{lim.}} = 9{,}825 . 10^{-4}\, Q_0\, v.$$

Cela a lieu au bout de 90 minutes environ. Après que l'équilibre ait été atteint, un calcul analogue montre que, après l'arrêt du pompage, la décroissance de R_r est (courbe I de la figure 1) :

$$R_r/(10^{-3}\, Q_0\, v) = 0{,}38\, e^{-\lambda_2} + 2{,}5\, e^{-\lambda_3 t} - 1{,}89\, e^{-\lambda_4 t}$$

t (s) étant le temps compté depuis l'arrêt du pompage.

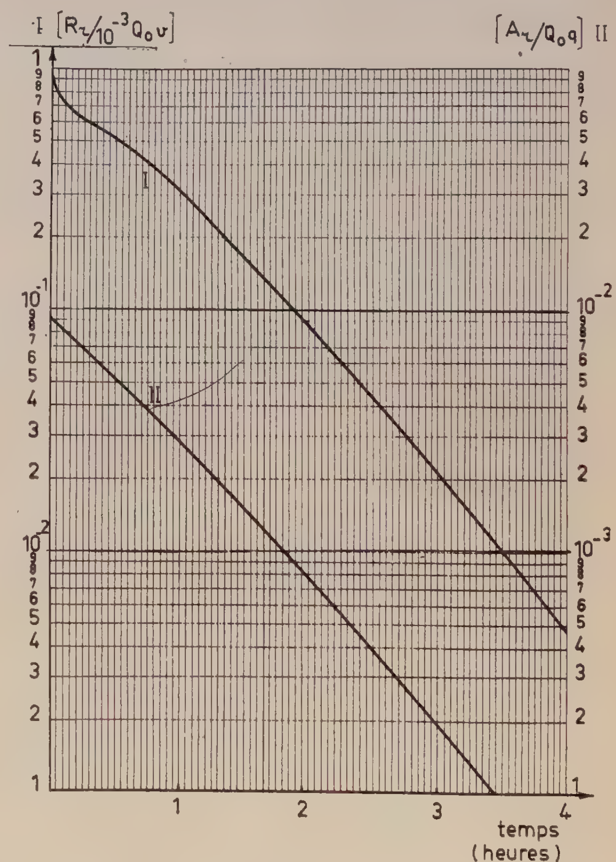


Fig. 1. — Décroissance de l'activité alpha des descendants de Rn sur le filtre, (I) : à la sortie de la chambre de désintégration, (II) : par collectage direct des aérosols atmosphériques.

2° Cas du thoron. — Pour un temps de passage de 300 s, 98 % du Tn se désintègre dans la

chambre ; durant le pompage, l'activité R_t (désintégrations par seconde) est :

$$R_t/Q'_0\, v = 0{,}977 - 6{,}48.10^{-5}\, e^{-\lambda'_2 t} - 1{,}08\, e^{-\lambda'_3 t} + 9{,}84.10^{-2}\, e^{-\lambda'_4 t}$$

λ'_2, λ'_3, λ'_4 étant les constantes radioactives de Th A, Th B et Th C. Après 24 heures, on n'a atteint que 77 % de la valeur de l'activité à l'équilibre. Après un pompage de 24 heures, R_t décroît selon (courbe I de la figure 2) :

$$R_t/Q'_0\, v = 6{,}48.10^{-5}\, e^{-\lambda'_2 t} + 8{,}52.10^{-1}\, e^{-\lambda'_3 t} - 9{,}79.10^{-2}\, e^{-\lambda'_4 t}$$

t (s) étant le temps compté depuis l'arrêt du pompage.

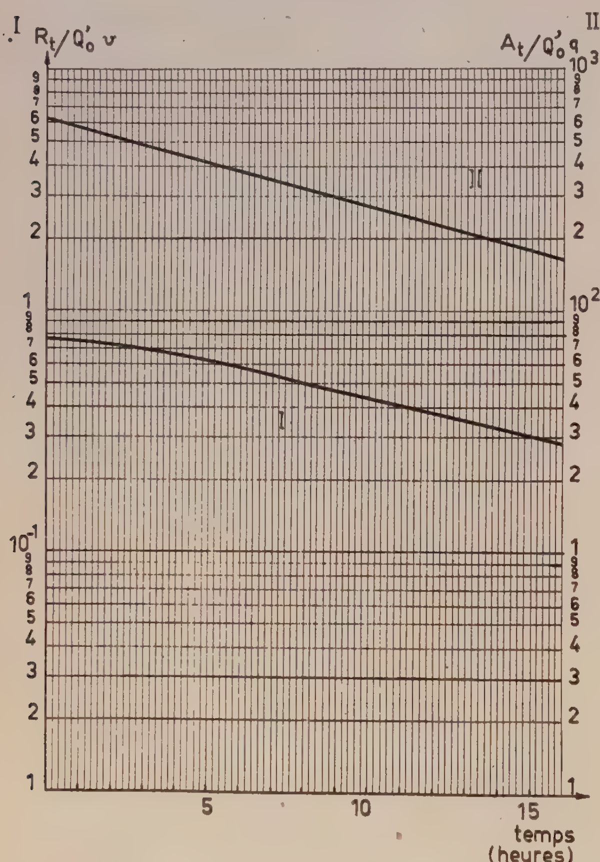


Fig. 2. — Décroissance de l'activité alpha des descendants de Tn sur le filtre. (I) et (II) ont les mêmes significations que sur la figure 1.

Rendement de l'appareil. Sa sensibilité. — 1. On introduit dans l'appareil, durant un temps très court, un quantité Q_0 connue de Rn : le rendement est le rapport de l'activité mesurée sur le filtre à l'activité théorique calculée à partir de Q_0 ; dans tous les cas, nous avons obtenu un rendement de 0,17.

2. Le scintillateur (ZnS) est sensible à une activité minimale correspondant à une impulsion par minute : avec un rendement de 0,17, l'activité minimale de Rn détectable est donc de 10^{-15} curie par litre ; pour Tn, elle est de 10^{-14} curie par litre, si l'activité est mesurée 10 heures après la fin du pompage.

Captage direct des aérosols atmosphériques sur un filtre. — Nous utilisons un appareil auxiliaire dans lequel les aérosols de l'air sont collectés sur un filtre de papier (Schneider rose) de 50 cm² (débit : 10 m³/heure). Un scintillateur (ZnS) donne l'activité alpha du filtre. On trouvera dans [4] et [5] le calcul de l'activité du filtre ; nous nous contenterons de donner les formules obtenues ; on pose en hypothèse que, dans l'air, les descendants de Rn et Tn sont en équilibre avec ces gaz.

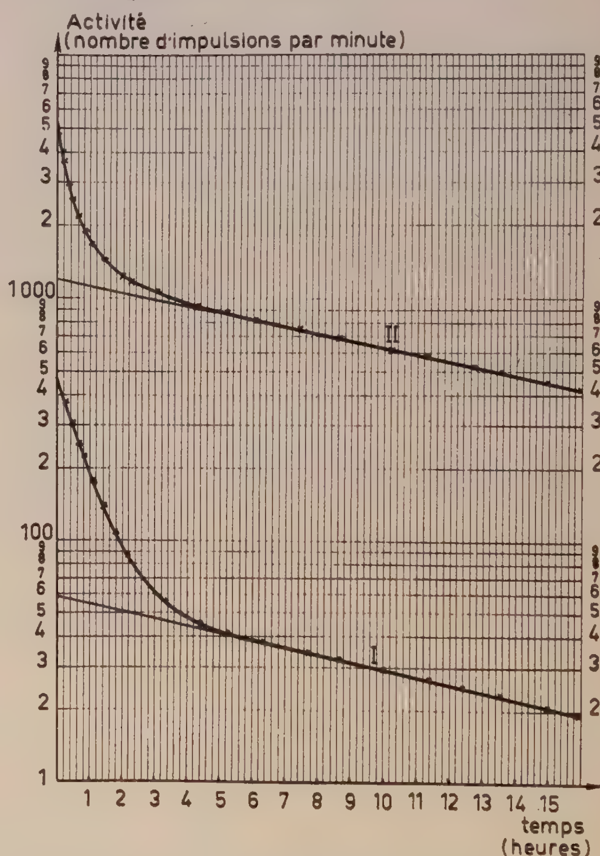


Fig. 3. — Courbes de décroissance de l'activité alpha sur les filtres (prélèvements de 24 heures). (I) et (II) : mêmes significations que sur la figure 1.

1° Calcul pour Rn. — Durant le pompage l'activité A_r (désintégrations par seconde) est :

$$A_r/Q_0\, q = 9{,}55.10^{-3} - 5{,}67.10^{-4}\, e^{-\lambda_2 t} - 2{,}07.10^{-2}\, e^{-\lambda_3 t} + 1{,}17.10^{-2}\, e^{-\lambda_4 t}$$

t (s) étant le temps après le début du pompage,

q le débit (l/s). Après un pompage assez long pour atteindre l'équilibre radioactif sur le filtre, l'activité décroît selon (courbe II de la figure 1) :

$$A_r/Q_0\, q = 5{,}67.10^{-4}\, e^{-\lambda_2 t} + 2{,}07.10^{-2}\, e^{-\lambda_3 t} - 1{,}17.10^{-2}\, e^{-\lambda_4 t}.$$

2° Calcul pour Tn. — Durant le pompage :

$$A_t/Q'_0\, q = 767 - 2{,}90\ 10^{-3}\, e^{-\lambda'_2 t} - 7{,}74\, e^{-\lambda'_3 t} + 7{,}00\, e^{-\lambda'_4 t}.$$

Au bout de 24 heures, l'activité du filtre est de 80 % de la valeur à l'équilibre ; l'activité alpha décroît ensuite selon (courbe II de la figure 2) :

$$A_t/Q'_0\, q = 612{,}64\, e^{-\lambda'_3 t} - 6{,}94\, e^{-\lambda'_4 t}.$$

3° Rendement, sensibilité. — Nous avons mesuré le rendement du compteur à scintillations à l'aide d'une source alpha étalonnée. Rapporté à l'activité totale de la source, le rendement est de 0,45.

En comparant les activités alpha et bêta d'un filtre et d'un précipitateur électrostatique, nous avons constaté que 20 % des particules alpha sont absorbées dans le filtre : le rendement de comptage est donc voisin de 0,36.

L'activité minimale détectable est de 10^{-16} curie/litre pour Rn est de 2.10^{-17} curie/litre pour Tn, en supposant que ces gaz et leurs descendants sont en équilibre radioactif.

Application à la mesure des équilibres radioactifs dans l'air. — La figure 3 présente des courbes caractéristiques de la décroissance de l'activité alpha totale sur les filtres après des prélèvements de 24 heures. On trouvera sur le tableau 1 les valeurs de quelques activités obtenues.

Les deux méthodes de mesure des activités de Rn et Tn conduisent à des résultats différents : l'équilibre radioactif n'est pas, en général, réalisé ; les descendants se déposent en même temps que les aérosols sur lesquels ils sont fixés, et l'activité des gaz radioactifs est, en réalité, supérieure à celle déduite de la mesure de l'activité des descendants.

Cette étude a pu être menée à bien grâce à un contrat du Commissariat à l'Énergie Atomique.

TABLEAU I

Activités radioactives (curies par litre d'air) de Rn et Tn obtenues
(I) Par la chambre de désintégration.
(II) Par collectage direct des aérosols atmosphériques.

	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(2)	(2)	(2)
Radon (I)	$4{,}5.10^{-14}$	5.10^{-13}	$4{,}7.10^{-13}$	$2{,}8.10^{-14}$	$2{,}8.10^{-14}$	$4{,}7.10^{-13}$	$7{,}5.10^{-13}$	5.10^{-13}
Radon (II)	$2{,}3.10^{-14}$	$3{,}2.10^{-13}$	$3{,}3.10^{-13}$	$4{,}5.10^{-15}$	$1{,}4.10^{-14}$	$3{,}1.10^{-14}$	$1{,}5.10^{-13}$	$2{,}4.10^{-13}$
Rapport $\left(\frac{I}{II}\right)$	2	1,5	1,4	6,2	2	1,5	5	2,1
Thoron (I')	3.10^{-13}	$2{,}6.10^{-13}$	3.10^{-13}	$3{,}2.10^{-13}$	$4{,}5.10^{-13}$	$8{,}5.10^{-13}$	10^{-12}	$1{,}5.10^{-12}$
Thoron (II')	$2{,}3.10^{-15}$	$2{,}0.10^{-15}$	$9{,}5.10^{-15}$	$0{,}58.10^{-15}$	$1{,}8.10^{-15}$	$2{,}7.10^{-15}$	$4{,}4.10^{-15}$	1.10^{-14}
Rapport $\left(\frac{I'}{II'}\right)$	130	130	31	550	250	310	230	150

(1) : à l'air libre.
(2) : à l'intérieur d'une pièce.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Blanc (D.), Fontan (J.) et Vedrenne (G.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 176-A.
[2] Cochinal (R.), Note C. E. A., 1956, n° 177.
[3] Labeyrie (J.), *Thèse*, Doctorat ès-Sciences, 1954, rapport C. E. A., n° 335.
[4] Harley (J.), *Thèse*, Rensslaer Polytechn. Inst., juin 1952.
[5] Soulhier (R.), *Thèse d'Ingénieur-Docteur*, Toulouse, 1960, n° 49.

TABLE DES MATIÈRES

Technique I (accélérateurs, électronique)

Technique II (Méthodes de détection)

INDEX DES NOMS D'AUTEURS

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 183 A.

POTENTIOMÈTRE A LAME VIBRANTE POUR LA MESURE ET L'ENREGISTREMENT DES POTENTIELS DE SURFACE DE COUCHES MONOMOLÉCULAIRES

Par A. FRITSCH,
Département de Biologie, Commissariat à l'Énergie Atomique, Saclay.

Résumé. — Nous décrivons un appareil basé sur le principe du condensateur à lame vibrante, permettant d'enregistrer les potentiels de surface de couches monomoléculaires à l'interface air-eau. Nous insistons plus spécialement sur les précautions de constructions à respecter pour obtenir un fonctionnement correct. Ces précautions découlent : 1° de la très faible valeur de la tension appliquée à l'entrée du préamplificateur ; 2° de la grande impédance d'entrée de celui-ci ; 3° des dimensions relativement importantes de la tête de mesure ; 4° de l'intérêt de réaliser une grande stabilité en fonction du temps.

Abstract. — An apparatus is described, based on the principle of the vibrating reed condenser, to record surface-potentials of monomolecular layers at the air-water interface. Precautions relative to the construction of the apparatus are stressed, in order to obtain reproducible and accurate results. These precautions result from : 1) The very low input voltage at the preamplifier 2) The very high input impedance of the preamplifier. 3) The relatively large size of the vibrating device. 4) The need to maintain high stability in time.

La mesure des potentiels d'interface de couches monomoléculaires par la méthode de la lame vibrante (N. K. Adam, 1941) est aujourd'hui de pratique courante ; plusieurs auteurs ont décrit des potentiomètres de ce type (W. A. Yamins and H. G. Zisman, 1933 ; J. T. Davies, 1951,; C. D. Kinloch and A. I. McMullen, 1959). Dans le présent article nous décrivons un appareil analogue permettant d'enregistrer, en fonction du temps ou en fonction d'autres paramètres, les variations du potentiel de surface de couches monomoléculaires à l'interface eau-air ; nous nous attachons principalement aux précautions de montage exigées tant par la méthode de mesure utilisée que par la nécessité de réaliser un appareil stable dans le temps.

I. Principe de l'appareil.

— Le principe de l'appareil décrit par les auteurs précédents est donné par la partie de la figure 1 située à gauche du trait mixte et comprenant les connexions tracées en trait pointillé :

La vibration de la lame M est obtenue par un système électromécanique (non représenté sur la figure) dont la fréquence de vibration est de quelques centaines de Hertz. Une différence de potentiel entre la lame M et l'électrode de référence Q(V_{MQ}) fait apparaître une tension alternative aux bornes de la résistance R ; celle-ci est amplifiée par un amplificateur à basse fréquence de type classique aux bornes duquel est branché un écouteur ou un oscillographe. Lorsque la tension E est réglée de manière à annuler la tension de sortie de l'amplificateur, les variations du potentiel de surface sont égales aux variations correspondantes de E.

Nous avons complété le dispositif précédent de la manière suivante : la tension alternative délivrée par l'amplificateur est redressée par un détecteur de phase et la tension continue ainsi obtenue est branchée en opposition avec V_{MQ}, (*fig.* 1 complète avec les connexions en trait pointillé supprimées). Avec ce montage en contre-réaction totale, la tension E ne sert plus qu'à annuler la tension de sortie du détecteur de phase avant le dépôt d'une couche monomoléculaire sur le liquide-support. En ce cas, E restant constant, l'apparition ultérieure d'un potentiel de surface ΔV dû à la couche monomoléculaire, se traduit par une tension à la sortie du détecteur de phase donnée par :

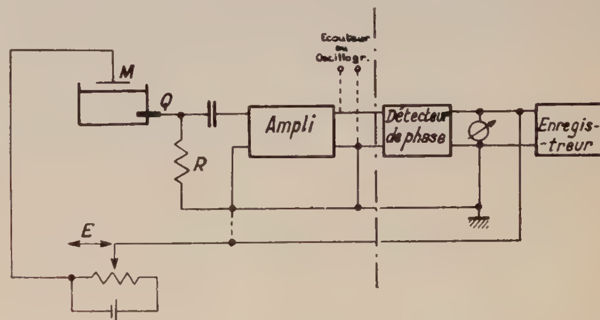


Fig. 1. — Schéma fonctionnel du potentiomètre à lame vibrante.

$$\Delta V_s = \Delta V \, ngd/(ngd + 1),$$

où n est le rendement du condensateur vibrant, g le gain de l'amplificateur et d le rendement du détecteur de phase. Dans notre cas nous avons $ngd = 200$, de sorte que

$$\Delta V_s = \Delta V \text{ à } 0{,}5\ \% \text{ près.}$$

Un millivoltmètre branché à la sortie du détecteur de phase permet ainsi la lecture directe des potentiels de surface, tandis qu'un enregistreur permet de suivre leur variation en fonction du temps ou en fonction de tout autre paramètre utilisable pour la commande du déroulement du papier de l'enregistreur. En particulier, ce dernier peut être synchronisé avec les déplacements de la barrière mobile d'une cuve de Langmuir.

Dans sa réalisation électronique, le présent appareil est identique à l'électromètre à condensateur vibrant réalisé par M. Brière, 1955 et utilisé pour la mesure des courants de très faible intensité, il ne diffère de celui-ci que par la réalisation du condensateur vibrant proprement dit.

II. **Construction et mise au point du condensateur vibrant.** — 1° Constitution de l'ensemble « condensateur vibrant ». — La lame vibrante M est en acier inoxydable (M. Brière, loc. cit.), elle est circulaire et sa surface est de 7 cm² ; sa vibration est obtenue en la reliant par une petite tige en acier inoxydable de 3 cm de long à une seconde lame M' ; celle-ci est attirée alternativement par le noyau N d'une bobine excitée par une tension alternative. M' est fixée rigidement par une de ses extrémités au boitier F contenant la bobine (*fig.* 2). Afin d'obtenir le meilleur rendement de modulation l'ensemble vibreur fonctionne à sa fréquence de résonance mécanique la plus élevée, soit 380 Hertz.

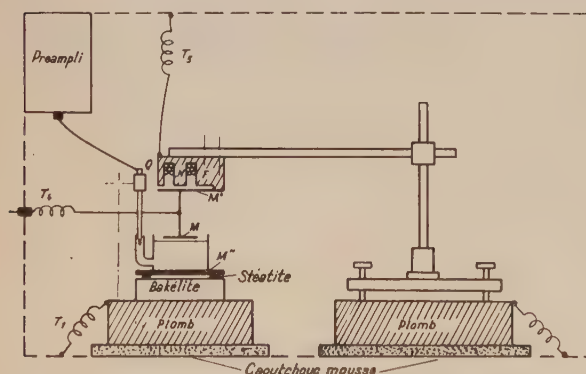


Fig. 2. — Disposition des divers éléments de l'appareillage de mesure comprenant condensateur vibrant, électrode de référence et préamplificateur.

La distance moyenne entre M et la surface du liquide est comprise entre 0,5 mm et 1 mm et est réglée au moyen de trois vis permettant de déplacer verticalement le support de M.

2° Mise au point. — Au cours de la mise au point du potentiomètre à lame vibrante, nous nous sommes spécialement attachés, d'une part à ne pas réduire le rendement de modulation par de mauvais isolements ou des capacités parasites se trouvant en parallèle avec l'impédance d'entrée de l'amplificateur ($R = 10^9\ \Omega$), d'autre part à rendre négligeables toutes les tensions parasites, par rapport au signal utile qui est de 50 μV pour $\Delta V = 10$ mV. L'amplitude des tensions parasites que nous avons observées était souvent 10 à 100 fois supérieure à celle du signal utile auquel elles s'ajoutent vectoriellement.

a) *Isolement et capacités parasites.* — L'amplificateur est précédé d'un étage préamplificateur à très faible impédance de sortie placé dans un boitier blindé et fixé le plus près possible de l'électrode de référence ; ceci permet d'utiliser des connexions de 2 m à 3 m de long allant vers les étages amplificateurs suivants ; la fiche d'entrée du préamplificateur est du type coaxial, isolée au téflon et blindée ; pour diminuer au maximum sa capacité par rapport à la masse et pour assurer son isolement, la plaque M'' sur laquelle est posée le récipient contenant le liquide est fixée par des perles en stéatite sur un bloc de bakélite de 25 mm d'épaisseur.

b) *Tensions parasites dues à des couplages électrostatiques ou électromagnétiques.* — L'ensemble condensateur vibrant et le préamplificateur sont placés à l'intérieur d'une cage de Faraday en grillage de laiton ; celle-ci est réunie au point de masse commun des circuits d'entrée (M. Brière, 1955). Afin de travailler à l'abri de la poussière et pour conserver la transparence à la cage de Faraday, nous avons fixé sur ses parois extérieures des feuilles en plexiglas.

Pour éviter tout couplage avec le circuit d'entrée du préamplificateur, la bobine d'excitation et le câble amenant la tension excitatrice sont blindés et les blindages sont réunis à la cage de Faraday.

Il s'est avéré indispensable de supprimer toute matière isolante non rigoureusement blindée ; le champ électrique créé au voisinage de la lame vibrante par les charges de surface de ces isolants serait modulé par celle-ci et à l'entrée du préamplificateur il apparaîtrait des tensions parasites instables et de fréquence égale à celle du signal utile. La stéatite et la bakélite, ne possédant pas ce défaut, ont pu être utilisées.

Pour cette même raison nous avons été amenés à badigeonner d'une solution saline les feuilles de plexiglas recouvrant la cage de Faraday, bien que ces feuilles soient fixées sur sa face extérieure.

c) *Tensions parasites d'origine microphonique.* — Les tensions parasites d'origine microphonique

sont celles qui résultent, ou de la vibration du tube préamplificateur, ou de la vibration de la connexion de la grille à haute impédance de ce tube, par rapport à la masse ou à d'autres connexions portées à des tensions continues plus ou moins élevées. Ce sont les tensions parasites les plus élevées que nous avons observées.

Pour supprimer les vibrations ayant leur origine en dehors du dispositif de mesure lui-même il est nécessaire de placer la cage de Faraday sur un support très stable.

La principale source de microphonie est cependant constituée par la transmission des vibrations des lames M et M′ aux autres éléments à l'intérieur de la cage de Faraday. Afin de réduire au maximum les tensions parasites qui en résultent nous avons réalisé le montage de ces éléments de la manière suivante (*fig.* 2) :

— Les supports des lames M et M″ sont montés sur deux bâtis antivibratoires distincts. Ces bâtis sont constitués chacun d'une brique de plomb placée sur du caoutchouc mousse de 1 cm d'épaisseur. L'électrode Q est également fixée sur un bâti antivibratoire de dimensions appropriées.

— Le boitier contenant le préamplificateur est fixé rigidement sur une des faces internes de la cage de Faraday.

— Toutes les connexions réalisées à l'intérieur de la cage de Faraday sont très souples (T_1, T_2, T_3, T_4), et le passage à travers la cage de Faraday du câble amenant la tension alternative sur la bobine d'excitation est réalisé de manière qu'aucune vibration ne soit transmise à la cage.

La distance séparant la lame M de la surface du liquide-support doit être supérieure à 0,5 mm ; dans le cas contraire les variations de pression de l'air compris sous la lame M sont suffisantes pour que les vibrations de celle-ci soient transmises au liquide-support.

III. **Performances.** — Le potentiomètre à lame vibrante que nous venons de décrire est muni de deux gammes de mesure, l'une de 100 mV, la seconde de 500 mV ; dans les deux cas la précision théorique est de 0,5 % comme nous l'avons vu plus haut. En pratique, la précision est plus faible et limitée par celle de l'appareil de mesure placé à la sortie du détecteur de phase et par celle de l'enregistreur ; avec l'enregistreur que nous utilisons, elle est de $\pm$ 1 mV et $\pm$ 5 mV pour les deux gammes de mesure.

Cette précision nous semble suffisante, en particulier parce que les différences statistiques entre les potentiels de surface de plusieurs couches monomoléculaires identiques sont supérieures à la précision en valeur absolue de notre appareil, tant en ce qui concerne les acides gras que certaines molécules biologiques. La dérive de l'appareil est inférieure à 5 mV par heure, ce qui permet d'effectuer des mesures pendant un temps très long.

Nous tenons à exprimer nos remerciements les plus vifs au Professeur J. Coursaget et à Mme I. Pinset pour le grand intérêt qu'ils ont accordé à notre travail et pour les encouragements qu'ils nous ont prodigués, ainsi qu'à M. Brière pour sa constante et amicale collaboration.

Manuscrit reçu le 27 janvier 1961.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Adam (N. K.), The physics and Chemistry of Surfaces, Oxford University Press, 3rd édition.
[2] Yamins (W. A.) and Zisman (H. G.), *J. Chem. Physics*, 1933, **1**, 656.
[3] Davies (J. T.), *Z. Elektrochem.*, 1951, **55**, 559.
[4] Kinloch (C. D.) et McMullen (A. I.), *J. Sc. Instr.*, 1959, **36**, 347.
[5] Brière (M.) et Weill (J.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 695.

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 186 A.

DESCRIPTION D'UNE CHAMBRE DE DIFFUSION DES RAYONS X AUX PETITS ANGLES A COLLIMATION LINÉAIRE

Par V. LUZZATI et R. BARO,
Centre de Recherches sur les Macromolécules, Strasbourg.

Réumé. — On décrit une chambre de diffusion des rayons X aux petits angles, basée sur l'emploi d'un monochromateur à lame de quartz courbée, opérant sous vide.

Abstract. — A small angle X-ray diffraction camera is described, which makes use of a monochromatic focused beam, issuing from a bent quartz monochromator.

Introduction. — L'appareil décrit dans ce mémoire a été conçu et réalisé en vue d'étudier la structure des macromolécules en solution, problème qui avait été abordé au Centre de Recherches sur les Macromolécules par de nombreuses autres techniques. C'est Guinier le premier qui a utilisé la diffusion centrale des rayons X dans ce but (Guinier, 1939), en montrant comment on peut mesurer le rayon de giration de particules en solution ; de nombreux travaux ont montré depuis que bien

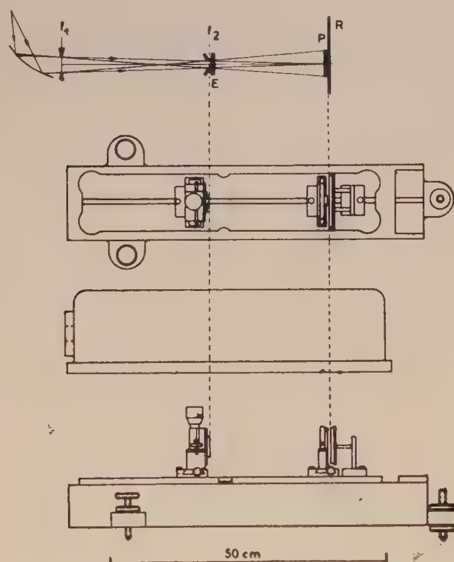


FIG. 1. — Schéma de principe et représentation de la chambre.

d'autres paramètres sont accessibles à cette technique, tels la masse, le volume, la surface extérieure (Guinier et Fournet, 1955) (Luzzati, 1960). Tout appareil de diffusion centrale doit satisfaire à plusieurs conditions : *a*) La résolution angulaire doit être suffisante pour permettre de séparer des raies de diffraction voisines. *b*) La zone centrale, souillée par la diffusion des fentes doit pouvoir être limitée à un angle de diffusion petit. *c*) Le faisceau de rayons X doit être rigoureusement monochromatique. *d*) Les conditions géométriques doivent être favorables à la correction des aberrations de collimation, qui sont inévitables dans ce type d'appareil. *e*) Les temps de pose doivent être aussi courts que possible.

Nous avons adopté un montage du type Guinier (*fig.* 1) qui permet d'utiliser un faisceau de rayons X monochromatique, focalisé dans le plan du récepteur par un monochromateur à lame de quartz courbée. En tirant parti de la symétrie cylindrique de ce montage, nous nous sommes servis d'un système de collimation linéaire, à fentes très hautes : nous nous sommes proposés de nous placer dans des conditions qui justifient le traitement des aberrations par le cas limite des fentes linéaires de longueur infinie, pour lesquelles nous avons mis au point une technique de calcul (Luzzati, 1957, 1958, 1960).

Le détecteur est en général un film photographique, bien que pour certains réglages nous ayons utilisé un compteur de Geiger.

Nous avons éliminé la diffusion par l'air en plaçant l'ensemble des fentes, échantillons et détecteur dans une enceinte sous vide.

Description de l'appareil. — Le montage comprend essentiellement (*fig.* 1) : 1. Le tube à rayons X, avec le monochromateur ; 2. Un bâti, support de l'ensemble fentes — échantillons — puits — récepteur, que recouvre la cloche à vide ; 3. Une première fente (f_1) qui limite le faisceau incident ; 4. Une deuxième fente (f_2), située près de l'échantillon, qui élimine le rayonnement diffusé par les lèvres de la première fente ; 5. Le porte-échantillon (E) ; 6. Le puits (P) ; 7. Le film ou le compteur de Geiger (R).

Le monochromateur est porté par le tube à rayons X. Le support est doué des mouvements nécessaires aux réglages. La lame de quartz est dissy-

métrique (taille plane à 7° environ) : le rayon de courbure est de 1,5 m environ.

Le *bâti* (*fig.* 1) est un bloc en bronze que des supports adéquats permettent de déplacer par rapport au faisceau de rayons X. Sur sa partie supérieure est fixé le banc d'optique qui porte les fentes, l'échantillon, le puits et le récepteur. Un orifice central permet de faire le vide.

La *cloche* (*fig.* 1), en fonte d'aluminium, est percée, dans sa partie frontale, par une fenêtre, fermée par une feuille de mica, par où pénètre le faisceau de rayons X. Un joint en caoutchouc est logé dans une rainure creusée dans le pourtour inférieur de la cloche.

La cloche et le bâti sont imprégnés de paraffine, ce qui assure leur étanchéité.

Les *fentes* sont les parties les plus délicates de ce montage : la finesse des réglages et la précision des mesures dépendent essentiellement de la qualité de la collimation. Nous avons adopté des fentes de spectroscope symétriques, dont l'ouverture est réglable jusqu'à 2 mm, avec une précision de 0,01 mm : ces fentes sont montées sur un support à queue d'aronde, dont le déplacement latéral peut être commandé est repéré avec une précision de 0,01 mm. Un support orientable permet de tourner les fentes autour du faisceau de rayons X. L'ensemble est fixé sur le banc d'optique.

Le choix de la matière et de la forme des lèvres, ainsi que leur usinage, ont posé des problèmes délicats, que nous avons pu résoudre après de nombreux tâtonnements : en effet, il s'est avéré difficile d'éviter, aux très petits angles, les réflexions du faisceau de rayons X par les bords des lèvres. Nous avons adopté des plaquettes de tantale d'une épaisseur de 0,3 mm, soigneusement coupées et polies, jusqu'à présenter au microscope des arêtes vives et sans défauts (précision 0,01 mm) : ces plaquettes ont été montées sur les fentes, légèrement inclinées (10° environ) par rapport à la direction du faisceau de rayons X, et décalées afin d'éviter une détérioration des arêtes lors de la fermeture totale.

L'*échantillon* est en général enfermé dans des cuves cylindriques, étanches, munies de fenêtres en mica. Au cours d'études à hautes températures les cuves porte-échantillons sont portées par un four électrique.

Le *puits* est fixé à un support analogue à ceux des fentes, doué de réglages de position et orientation.

Le *porte film* est formé par une glissière fixe, portée par le banc d'optique, et une cassette amovible.

Réglages et alignement. — Il est nécessaire, pour le fonctionnement correct de la chambre, que le faisceau de rayons X issu du monochromateur ne contienne qu'une seule raie (dans notre cas $K\alpha_1$, du cuivre, à l'exclusion de $K\alpha_2$) et qu'il soit homogène dans sa hauteur. Ces conditions sont très strictes, et imposent l'emploi d'une lame de quartz de très bonne qualité, et d'un tube de rayons X à foyer fin.

Ayant réglé le monochromateur, on aligne sommairement le bâti par rapport au faisceau de rayons X. Les réglages fins sont effectués avec les supports des fentes et du puits. On rend parallèles d'abord le puits avec le faisceau rayons X, au point de focalisation, et ensuite les fentes avec le puits : ces réglages se font visuellement (le premier à l'aide d'un écran fluorescent). On centre ensuite la première fente sur le faisceau, et ayant fixé son ouverture, on centre la deuxième. Cette opération est souvent délicate : elle est facilitée par l'emploi d'un compteur de Geiger situé au point de focalisation. Ayant réduit l'ouverture de la deuxième fente autant que le permet la sensibilité du compteur, on la déplace latéralement, en enregistrant l'intensité du faisceau en fonction de la position : la courbe ainsi obtenue permet de centrer la fente sur le faisceau, et de fixer son ouverture. La mise en place du puits se fait de manière semblable.

Le choix des distances entre les fentes et entre l'échantillon et le film dépend du problème étudié et des résultats qu'on cherche à obtenir (voir ci-dessous).

Vérifications et exemples. — L'appareil décrit ci-dessus a été reproduit à plusieurs exemplaires : quatre sont actuellement en service au Centre de Recherches sur les Macromolécules, deux dans d'autres laboratoires.

Dans tous les réglages on obtient une diffusion à vide négligeable : plus exactement la diffusion, en absence de tout échantillon, est inférieure au centième de la diffusion d'un échantillon d'eau pure, d'une épaisseur d'un millimètre.

Dans certains cas nous avons enregistré des raies de diffraction correspondant à des espacements de 500 Å. On pourrait facilement dépasser cette valeur, si le pouvoir diffusant de l'échantillon compensait la perte d'énergie due à la fermeture des fentes.

Le pouvoir de résolution est très élevé, car il ne dépend que de la largeur du faisceau incident, sur le plan de focalisation, et de la distance échantillon film. En portant cette dernière distance à 30 cm, et puisqu'on peut discerner deux raies fines séparées de 0,1 mm, on obtiendrait une résolution de 1/3 000 radian, soit 4 500 Å (avec $\lambda = 1{,}54$ Å).

A titre d'exemple, et afin d'illustrer la luminosité de l'appareil, on peut indiquer qu'avec une solution de sérumalbumine de bœuf dans l'eau, à une concentration de 1 %, nous avons obtenu un bon cliché de diffraction (film Kodak, Kodirex, émulsionné sur une seule face) en 24 heures, en atteignant un angle de 8×10^{-3} radians, la distance

échantillon-film étant de 15 cm, le tube de rayons X fonctionnant à 35 kV, 5 mA.

Parmi les exemples d'utilisation de cette chambre, qui ont fait l'objet de publications, nous pourrions mentionner le sérumalbumine de bœuf (Champagne, Luzzati et Nicolaieff, 1958), les gels d'acide désoxyribonucléique et de nucléoprotéines (Luzzati et Nicolaieff, 1959), les phases mésomorphes des colloïdes d'association (Husson, Mustacchi et Luzzati, 1960), les gels mésomorphes de copolymères séquencés (Skoulios, Finaz et Parrod, 1960) : les résultats de plusieurs autres études seront publiés prochainement.

Ajoutons enfin que bien que dans l'appareil que nous venons de décrire nous n'ayons utilisé que des films photographiques, l'emploi d'un compteur de Geiger ne pose pas de problèmes. C'est en effet avec un instrument analogue, et réalisé grâce à l'expérience acquise avec la chambre à détection photographique, que nous avons mis au point la technique des mesures de la diffusion centrale à l'échelle absolue (Luzzati, 1960) : ce dernier appareil sera décrit dans une note ultérieure.

Manuscrit reçu le 18 avril 1961.

BIBLIOGRAPHIE

Champagne (M.), Luzzati (V.) et Nicolaieff (A.), *J. Amer. Chem. Soc.*, 1958, **80**, 1002.
Guinier (A.), *Ann. Physique*, 1939, **12**, 161.
Guinier (A.) et Fournet (G.), Small-angle scattering of X rays, Wiley, 1955.
Husson (F.), Mustacchi (H.) et Luzzati (V.), *Acta Cryst.*, 1960, **13**, 668.
Luzzati (V.), *Acta Cryst.*, 1957, **10**, 136.
Luzzati (V.), *Acta Cryst.*, 1958, **11**, 843.
Luzzati (V.), *Acta Cryst.*, 1960, **13**, 939.
Luzzati (V.) et Nicolaieff (A.), *J. Mol. Biol.*, 1959, **1**, 127.
Skoulios (A.), Finaz (G.) et Parrod (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **251**, 739.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 189 A.

SUR LA DÉTERMINATION DE LA CONDUCTIVITÉ THERMIQUE DES ISOLANTS PAR LA MÉTHODE DU TOUCHAU

Par J. MARTINET.
Docteur ès-Sciences,
Ingénieur de Recherches à l'O. N. E. R. A., Châtillon-sous-Bagneux.

Résumé. — On développe dans ce qui suit l'essentiel de la méthode de mesure du coefficient d'arrachement thermique des isolants au moyen d'un touchau, c'est-à-dire d'un capteur de température cylindrique conducteur préalablement chauffé, dont on étudie la variation de température lorsque sa section droite terminale est brusquement mise en contact avec une face plane de l'isolant à étudier, le contact pouvant être parfait ou imparfait.

Cette méthode présente cette particularité remarquable de permettre la détermination d'un paramètre thermique par simple contact. A ce titre, elle doit être considérée comme un triomphe de la thermocinétique.

Abstract. — The essential elements of the method used for measuring the " thermal breakdown coefficient " of insulators are described — A " touchau " is used, that is to say a conducting cylindrical temperature pick-up which is heated before testing. Its temperature variations are investigated when its base is suddenly put in contact with the plane surface of the insulator under consideration, the contact area may, — or may not —, insure point to point contact uniformly.

This method has the advantage that a thermal parameter can be determined by contact only and because of this it may be considered as a successful result of thermo-kinetics.

PREMIÈRE PARTIE : ÉTUDE THÉORIQUE

I. Définition et généralités. — Les touchaus sont des capteurs de température essentiellement constitués par un cylindre conducteur de capacité calorifique connue dont la température, préalablement uniformisée, est très voisine de celle du corps massif, généralement isolant, que l'on désire étudier et qui peut être de forme géométrique quelconque, à la seule condition de posséder une face plane, laquelle est brusquement mise en contact avec une section droite terminale du cylindre conducteur.

Afin de se rapprocher du transfert unidimensionnel de chaleur dans un corps semi-infini, transfert dont la théorie est parfaitement établie, il est nécessaire, du fait des dimensions naturellement finies du corps à étudier, que la durée de l'expérience soit limitée, de façon que le signal thermique créé par l'écart de température entre le touchau et l'éprouvette, n'ait pas le temps de parvenir à la surface terminale de celle-ci. L'expérience proprement dite consiste à observer la variation de la température du touchau en fonction du temps, ce dernier étant compté à partir de l'instant du contact. De la loi ainsi établie, on en déduit non pas la seule conductivité thermique λ de l'isolant, mais la racine carrée du double produit $\lambda c \rho$ (c désignant sa chaleur spécifique par unité de masse et ρ sa densité), communément appelée coefficient d'arrachement.

Bien entendu, des précautions sont à prendre relativement au refroidissement du touchau, afin de supprimer ou tout au moins de réduire ses échanges calorifiques avec l'air ambiant. Pour cela, on l'entoure d'une protection essentiellement constituée par une masse conductrice présentant elle aussi une face plane située dans le même plan que la face correspondante du touchau et placée brusquement comme elle au contact avec la face plane de l'isolant. Afin d'assurer pour le touchau et sa protection des refroidissements identiques, il importe que les rapports volume/surface de contact, soient pour l'un et l'autre aussi voisins que possible. Si, en outre, l'on assure un léger isolement thermique entre les masses métalliques en laissant entre elles un petit espace, soit rempli d'air, soit garni d'une mince feuille de papier, le rôle de la protection se rapproche de celui d'une garde proprement dite, encore qu'il y ait malgré tout communication thermique entre elles deux et qu'une perturbation de la température de l'une entraîne une perturbation de la température de l'autre, sans qu'on puisse agir en quelque façon que ce soit pour empêcher l'intéraction. C'est pourquoi, il importe également d'isoler par un moyen quelconque la surface extérieure de la garde afin d'empêcher tous échanges calorifiques entre celle-ci et l'air ambiant, lesquels échanges risqueraient de nuire à son rôle protecteur. Pour ce faire, on peut naturellement réaliser un calorifuge à condition qu'il soit suffisamment mince pour que sa capacité calorifique propre n'introduise pas un facteur supplémentaire d'erreur.

II. **Détermination de la durée de l'expérience.** — Supposons, comme c'est d'ailleurs souvent le cas, que l'éprouvette se présente sous la forme d'un disque ou d'un parallélépipède de plus ou moins grande épaisseur, la durée limite de l'expérience se calcule simplement en remarquant que, si l'on impose à l'instant initial $t = 0$ une température T_0 (comptée à partir de la température initiale de l'éprouvette) sur une des faces, la température T qui en résulte à l'instant t et à la profondeur x (comptée à partir de la face $x = 0$ de contact), est donnée par

$$T/T_0 = 1 - \sqrt{c\rho/\pi\lambda} \int_0^{x/\sqrt{t}} e^{-c\rho u^2/4\lambda}\, du,$$

Si on se donne par exemple $T/T_0 = 2/1\,000$, on trouve, en se référant à une table

$$t = x^2/(19{,}18\ \lambda/c\rho).$$

Pour une épaisseur donnée de l'éprouvette, la durée limite de l'expérience dépend, non plus du coefficient d'arrachement, mais de la diffusivité thermique du corps étudié. Ainsi, pour une épaisseur de 1 cm, on aura

dans le cas du plexigas : $t = 43$ s
» » de l'alumine : $t = 1$ s
» » du cuivre : $t = 0{,}05$ s.

III. **Théorie du touchau.** — La théorie du touchau a été établie dans les deux cas du contact parfait et du contact imparfait ; nous n'en indiquerons ici que les résultats.

A) Cas du contact parfait. — Si γ désigne la capacité calorifique du touchau par unité de surface de contact et T_0 sa température initiale supposée supérieure à celle, prise comme origine des températures, du corps à étudier, le flux calorifique Φ traversant, à l'instant t, l'unité de surface de contact, est lié à la température T de cette surface de contact (ou du touchau) par la relation

$$\Phi = -\gamma \frac{dT}{dt} = \frac{\sqrt{\lambda c\rho}}{\sqrt{\pi}} \left[\int_0^t \frac{T'(s)}{\sqrt{t-s}}\, ds + \frac{T_0}{\sqrt{t}} \right],$$

relation qui peut servir à la détermination d'un flux thermique à partir de la connaissance d'une température superficielle.

Si maintenant l'on pose $\sqrt{\lambda c\rho t}/\gamma = m$, la loi de refroidissement est donnée par la formule simple suivante :

$$\frac{T}{T_0} = e^{m^2}\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^m e^{-u^2}\, du\right).$$

Si, au contraire, c'est le corps à étudier dont la température est supérieure à la température initiale du touchau prise maintenant comme origine des températures, il faut, dans la formule précédente, remplacer T/T_0 par $1 - T/T_0$.

Après avoir établi, pour différentes valeurs de m et de $\text{Log}_{10}\, m$, le tableau des valeurs numériques de la fonction T/T_0, on trace la courbe $T/T_0 = f$ ($\text{Log}_{10}\ m$) ; c'est la courbe théorique (*fig.* 1).

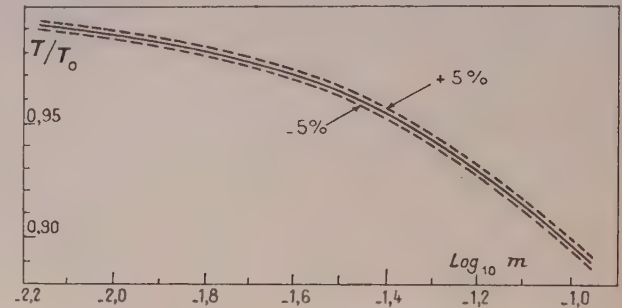


Fig. 1. — Courbe théorique.

$$\frac{T}{T_0} = e^{m^2}\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^m e^{-u^2}\, du\right),$$

$$m = \frac{\sqrt{\lambda c\rho t}}{\gamma}.$$

L'expérience étant, d'autre part, effectuée, on trace la courbe $T/T_0 = f(0{,}5\ \text{Log}_{10}\ t)$; c'est la courbe expérimentale. Pour une même valeur des ordonnées, on essaie ensuite de réaliser la superposition de ces deux courbes. Le décalage des abscisses donne alors précisément $\log_{10} \sqrt{\lambda c\rho}/\gamma$. d'où la valeur du coefficient d'arrachement.

La précision de la méthode est naturellement fonction de la plus ou moins bonne superposition des deux courbes. Si Δx est l'erreur commise lors de cette superposition, on peut, en supposant l'erreur sur γ négligeable, écrire

$$\Delta x = \Delta\left(\log_{10} \sqrt{\lambda c\rho}/\gamma\right) = (M/2)\ \Delta(\lambda c\rho)/\lambda c\rho,$$

avec $M = 0{,}434$, d'où

$$\Delta(\lambda c\rho)/\lambda c\rho = (2/M)\ \Delta x.$$

Si c et ρ sont connus avec suffisamment de précision pour qu'on puisse envisager seulement l'erreur relative $\Delta\lambda/\lambda$ que l'on peut prendre égale à 5 % (erreur acceptable lors de mesures de conductivité thermique), on a alors

$$\Delta x = 1{,}1/100.$$

Nous avons tracé en pointillé de part et d'autre de la courbe théorique (courbe *fig.* 1) les courbes de refroidissement correspondant à des erreurs de $\pm$ 5 % sur la détermination de λ ; cela donne une idée de l'erreur admissible lors de la superposition.

B) Cas du contact imparfait. — La théorie a été établie dans le cas où il existe une petite résistance de contact. Mais il est possible de traiter

le cas général d'une résistance de contact quelconque. Pour cela, désignons par

T la température réelle du touchau,

$\overline{T}$ la température superficielle de l'isolant en contact avec le touchau. Cette température n'est autre que la température théorique du touchau qui satisfait à la loi précédente de refroidissement établie dans le cas du contact parfait,

R la résistance thermique de contact par unité de surface.

Entre T et $\overline{T}$ existe la relation

$$\overline{T} = T - R\lambda\, \delta\overline{T}/\delta x_0 = T - R\gamma\, \mathrm{d}\overline{T}/\mathrm{d}t,$$

d'où

$$T = \overline{T} + R\gamma\, \mathrm{d}\overline{T}/\mathrm{d}t,$$

Il s'agit ici d'étudier un phénomène $\overline{T}$ qui, retouché par « l'amortisseur » de caractéristique $R\gamma$, se trouve régi par l'égalité précédente ; on en déduit

$$\frac{T}{T_0} = \frac{\overline{T}}{T_0} + R\gamma \frac{d}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\overline{T}}{T_0}\right).$$

Il suffit donc de retrancher de chacune des ordonnées expérimentales correspondant à des valeurs déterminées du temps, une grandeur proportionnelle à la valeur absolue de la dérivée par rapport au temps de cette ordonnée, le facteur de proportionnalité étant à déterminer par tâtonnement. On construit donc un réseau de courbes pour différentes valeurs de ce facteur de proportionnalité et on cherche, comme précédemment, à réaliser la superposition de la courbe théorique et d'une des courbes de ce réseau. Les dérivées expérimentales doivent être calculées à partir de la courbe expérimentale de refroidissement. On peut, si l'on ne recherche pas la précision, se contenter, exception faite pour les premiers points, des différences consécutives de $\overline{T}/T_0$ que l'expérience permet de déterminer immédiatement (voir exemple ci-après).

Si toutefois l'on recherche davantage de précision, il faut appliquer une des méthodes classiques de dérivation des courbes expérimentales. Cela est long et pénible, mais normal en thermocinétique.

SECONDE PARTIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

I. **Réalisation d'un touchau.** — Afin d'assurer une bonne homogénéité de température, il est indispensable que le touchau et sa garde soient en cuivre ou en argent, ces deux métaux étant du point de vue thermique les meilleurs conducteurs que l'on connaisse.

Les dimensions géométriques se déterminent en égalant les rapports volume/surface de contact relatifs au touchau et à sa garde, ces rapports étant exprimés à l'aide des grandeurs u v R_1 R_2 ρ

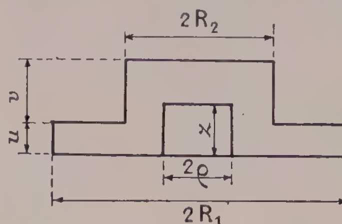


Fig. 2. — Calcul d'un touchau.

supposées connues *a priori*, (*fig.* 2) et de la hauteur z supposée inconnue, d'où

$$z = \frac{\pi R_2^2 v + \pi R_1^2 u - \pi\rho^2 z}{\pi R_1^2 - \pi\rho^2} = u + \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 v.$$

Il est bien évident que, si l'on étudie des matériaux très isolants, on a intérêt à accélérer le

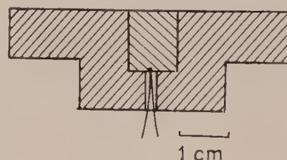


Fig. 3. — Touchau de cuivre pour températures peu élevées $\gamma = 1{,}0297$.

refroidissement en utilisant un touchau de hauteur réduite et de grande surface (*fig.* 3),

Il faut, d'autre part, éviter qu'une perturbation d'origine extérieure et transmise grâce aux dimensions finies de la garde ne parvienne au touchau à travers l'éprouvette qu'après être parvenue à la face terminale de celle-ci. Cela implique une relation entre l'épaisseur R_1-ρ de la garde, l'épaisseur x de l'éprouvette et, par suite, la durée limite t de l'expérience :

$$(R_1 - \rho)^2 > x^2 = 19{,}18\ (\lambda/c\rho)\ t.$$

Si l'on veut prolonger suffisamment la durée de l'expérience, on a donc intérêt à ce que les dimensions de la garde ne soient pas trop réduites.

II. **Déperditions parasites.** — Il est, par contre, beaucoup plus difficile d'éviter que cette même perturbation extérieure, transmise cette fois par la garde, n'agisse, et ce directement, sur la variation de la température du touchau. Ainsi que nous l'avons déjà dit, cela est dû au fait que la garde ne joue qu'imparfaitement son rôle. Il est très difficile d'éliminer cette source d'erreur. On peut néanmoins songer à agir un tant soit peu sur la cause en entourant celle-ci d'un léger calorifuge porté à la même température. On peut aussi, du

fait de la brusque variation de température subie par le touchau immédiatement après le contact et communément appelée « bouffée de conduction », négliger toute perturbation à condition de limiter l'expérience à des temps très courts (quelques secondes).

Au voisinage de température élevées, il faudrait, du fait de la grande importance prise par les coefficients d'échange, songer à utiliser non plus un, mais un ensemble de dispositifs de garde disposés concentriquement et jouant le rôle d'atténuateurs de déperdition. L'isolement thermique entre ces différentes pièces serait assuré par de petits espaces d'air, le centrage s'effectuant au moyen de vis pointeaux (*fig.* 4). Le tout étant placé dans la zone isotherme d'un four de vastes dimensions, l'éprouvette serait portée à une température voisine de celle du touchau et de ses gardes par un séjour prolongé dans la zone isotherme d'un four situé au-dessus du précédent. L'expérience se déroulerait ensuite normalement (voir ci-après).

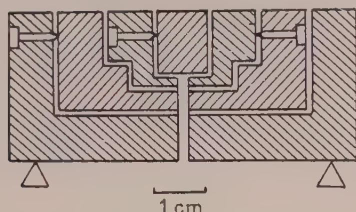


Fig. 4. — Projet de touchau pour hautes températures.

III. **Dispositif expérimental.** — Il peut se concevoir de deux façons différentes selon que ce sont les éprouvettes ou le touchau qui restent à poste fixe.

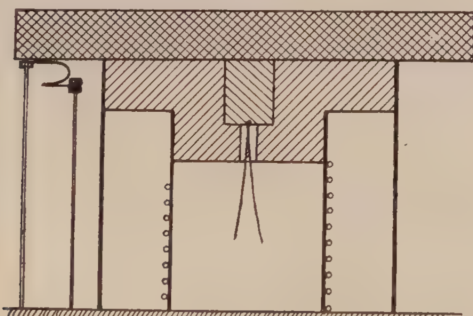


Fig. 5. — Touchau sur son support. Éprouvette et contact synchronisateur.

Dans ce dernier cas, le support constitue naturellement la partie essentielle du dispositif. Si l'on opère à haute température, la garde périphérique peut à la rigueur servir elle-même de support. Si, par contre, on opère à basse température, il est commode d'utiliser deux cylindres de carton dont l'un sert de support et l'autre de léger calorifuge (*fig.* 5). Un fil résistant bobiné sur le premier assure le chauffage et, une fois l'équilibre thermique réalisé, permet de limiter les déperditions calorifiques par la base. D'autre part, un bloc métallique chauffant auxiliaire posé sur les faces planes permet d'élever la température de celles-ci de quelques degrés au-dessus de la température d'équilibre déjà réalisée. On remplace ensuite brusquement le bloc chauffant par l'éprouvette ; le refroidissement s'effectue alors de préférence surtout du fait du contact.

Cette éprouvette doit naturellement présenter une face aussi plane que possible. Néanmoins le contact est presque toujours imparfait ; aussi, chaque fois que c'est possible, l'améliore-t-on au moyen d'une mince pellicule d'huile, voire une légère pression.

La température de l'éprouvette étant préalablement uniformisée, la mesure de la variation de la température du touchau s'effectue simplement au moyen d'un couple BTE-CTE soigneusement étalonné, directement soudé sur le touchau et relié à un galvanomètre du type oscilloscope associé à un dispositif enregistreur photographique par exemple. Une base de temps synchronisée avec le début de l'expérience (instant du contact) est en outre indispensable ; elle peut d'ailleurs se réaliser simplement au moyen d'un moteur d'horlogerie entraînant un disque muni d'une échancrure, la synchronisation proprement dite étant assurée par l'éprouvette elle-même dont la face établit lors de son positionnement sur le touchau un contact électrique par rapprochement de deux lames métalliques (*fig.* 5). La chambre photographique peut être constituée par une cage du type Chevenard à l'extrémité de laquelle est adaptée le galvanomètre (*fig.* 6). Le déplacement du spot de ce dernier se traduit par une succession d'éclairs lumineux, c'est-à-dire sur la plaque photographique par une succession de traits correspondant à des inter-

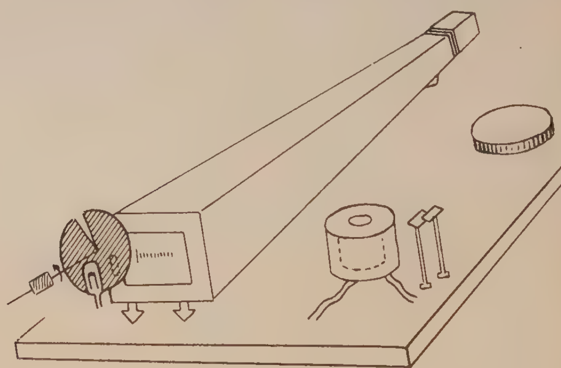


Fig. 6. — Ensemble.

valles de temps réguliers (*fig.* 7). En disposant convenablement l'échancrure du disque tournant, on peut facilement faire coïncider le premier éclair d'enregistrement avec l'instant du contact. Après



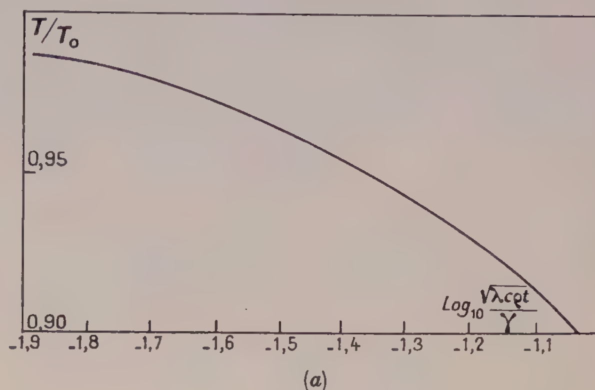
FIG. 7. — Refroidissement du touchau après contact avec une éprouvette de plexiglas ($\gamma = 1{,}0297$).
1mm = 0°081 ; unité de temps : 0,885 s.
Température initiale du touchau : 56°8,
Température initiale de l'éprouvette : 24°8.

avoir étalonné en température le déplacement du spot, on établit la loi de variation de température du touchau ainsi que les corrections indispensables dans le cas usuel du contact imparfait.

Nous avons représenté (*fig.* 8, Courbes (*a*) et (*b*)) l'allure du refroidissement d'un touchau en contact avec une éprouvette de plexiglas ainsi que les corrections dues au mauvais contact.

CONCLUSION

Les expériences réalisables avec le touchau couvrent une gamme étendue de matériaux allant depuis les corps très isolants comme les mousses jusqu'aux corps assez conducteurs comme les verres. La méthode présente deux avantages considérables : d'une part celui d'éviter le positionnement des couples à des endroits déterminés de l'éprouvette et d'autre part celui d'éliminer les sources d'erreur dues à un contact le plus souvent imparfait. Si enfin on remarque que l'utilisation du touchau comme fluxmètre thermique commence à être envisagée, on voit combien l'avenir de cet appareil semble prometteur tant dans le domaine de la thermocinétique que dans celui, non moins vaste, de la mécanique des fluides.



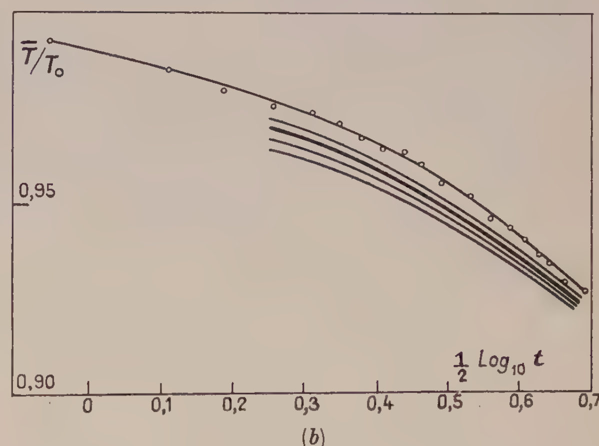


FIG. 8. — *a*) Courbe théorique ; *b*) Courbes expérimentales.
Plexiglas $\rho = 1{,}19$ $c = 0{,}39$.
Températures initiales : 56°8 (touchau). 24°8 (Éprouvette).

$$\mathrm{Log}\,\frac{\sqrt{\lambda c \rho}}{\gamma} = -1{,}85 \qquad \lambda c \rho = 2{,}10.10^{-4} \text{ C. G. S. calorie.}$$

Manuscrit reçu le 24 février 1961.

BIBLIOGRAPHIES

VERNOTTE (P.), Théorie du touchau. Thermocinétique. Publication Scientifique et Technique du Ministère de l'Air (PST), n° 224, 1948, 300-304.

VERNOTTE (P.), Chaleur et Industrie, 1937, 331-338.

ACLOQUE (P.), La mesure du coefficient d'arrachement par la méthode du touchau. *Thèse*, Paris, 1950.

MARTINET (J.), *Thèse*, Paris, 1960.

MAULARD (J.), Le touchau utilisé comme fluxmètre thermique. La Recherche Aéronautique, juillet-août 1960.

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 194 A.

MÉTHODE SIMPLE DE PULSATION D'UN ACCÉLÉRATEUR ÉLECTROSTATIQUE A SOURCE D'IONS HAUTE FRÉQUENCE

Par G. GRUNBERG,
Centre d'Études Nucléaires de Grenoble, Section d'Électronique.

Résumé. — On décrit dans cet article une méthode simple de pulsation destinée à un accélérateur électrostatique d'ions de 150 kV, à source haute fréquence.

La pulsation est effectuée par le blocage de l'oscillateur haute fréquence qui produit l'ionisation.

Les résultats obtenus sont les suivants :

Durée d'impulsion : 4 μ/s à 2 300 μ/s (réglable de façon continue).
Fréquence de répétition : 13 Hz à 20 kHz (réglable de façon continue).
Temps de montée du courant cible : 2 μ/s.
Temps de descente : 3 μ/s.
Courant crête : 1,6 mA.

Abstract. — This article describes a beam pulsing system for a 150 kV ion accelerator with an R. F. type source.

The pulses are obtained by screen modulation of the R. F. oscillator.

The characteristics of the apparatus are as follows :

Pulse length : 4 μs to 2 300 μs (continuously adjustable).
Repetition rate : 13 cs to 20 kcs (continuously adjustable).
Rise time of the target current : 2μs.
Decay time of the target current : 3 μs.
Pulse current amplitude : 1.6 mA.

1. **Introduction.** — La technique des neutrons pulsés s'est considérablement développée au cours des dernières années, et des méthodes ont été mises au point permettant de produire des impulsions de neutrons de largeur comprise entre une nanoseconde et plusieurs millisecondes avec des fréquences de répétition allant de 1 Hz à 50 MHz.

Parmi ces méthodes, la plus employée actuellement fait appel à un accélérateur d'ions dont on pulse le faisceau, ce qui a pour effet de produire des impulsions de neutrons à la sortie de la cible (réaction D. D. ou D. T.).

Suivant les études envisagées, les durées d'impulsions souhaitées varient considérablement, et il est possible de distinguer deux groupes d'études qui font appel à des techniques très différentes :

a) Études nécessitant des impulsions de durée comprise entre 1 ns et quelques micro-secondes. (Spectrométrie par temps de vol, étude de durée de vie de particules nucléaires, etc...)

Dans ce domaine, la seule méthode possible pour produire les impulsions, consiste en une action sur le faisceau de particules après sa sortie de la source d'ions, par exemple par déviation du faisceau devant une fente très étroite.

b) Études nécessitant des impulsions de durée comprise entre quelques microsecondes et plusieurs millisecondes. (Études d'assemblages sous-critiques, mesures de fortes antiréactitités, mesure de section efficaces de capture dans différents modérateurs etc...).

Dans cette gamme, il est possible de moduler directement la source d'ions, ce qui simplifie beaucoup le problème puisqu'il n'est pas nécessaire de modifier l'accélérateur proprement dit.

C'est la réalisation d'un ensemble de ce second type qui est décrite dans cet article.

2. **Choix du mode de pulsation.** — L'accélérateur auquel le dispositif à pulsation est destiné, est un accélérateur électrostatique de 150 kV construit par la S. A. M. E. S., dont la source d'ions est du type haute-fréquence. L'ionisation est produite par un oscillateur haute fréquence (80 MHz) de 100 W couplé à la source par deux anneaux.

Le schéma simplifié de cet accélérateur est reproduit figure 1. Il est possible de moduler la source d'ions de deux façons : Par la pulsation de l'oscillateur H. F. qui provoque l'ionisation ; par la pulsation de la tension d'extraction.

La pulsation de la tension d'extraction semble, à première vue, plus satisfaisante, car la source d'ions reste allumée pendant toute la durée du fonctionnement, ce qui permet de s'affranchir des temps d'ionisation et de désionisation. Les temps de montée et de descente sont alors déterminés par la forme de l'impulsion d'extraction appliquée. C'est sans doute la raison pour laquelle ce type de pulsation est exclusivement utilisé dans les ensembles commercialisés aux États-Unis. Nous allons cependant voir que cette méthode nécessite une puissance très importante dès que l'on désire obtenir une impulsion avec des fronts raides.

Supposons, par exemple, que la commutation

soit effectuée par un tube placé en parallèle sur la source d'ions haute-fréquence, la lampe étant bloquée pendant les impulsions et conduisant à saturation pendant le reste du temps afin de ramener la

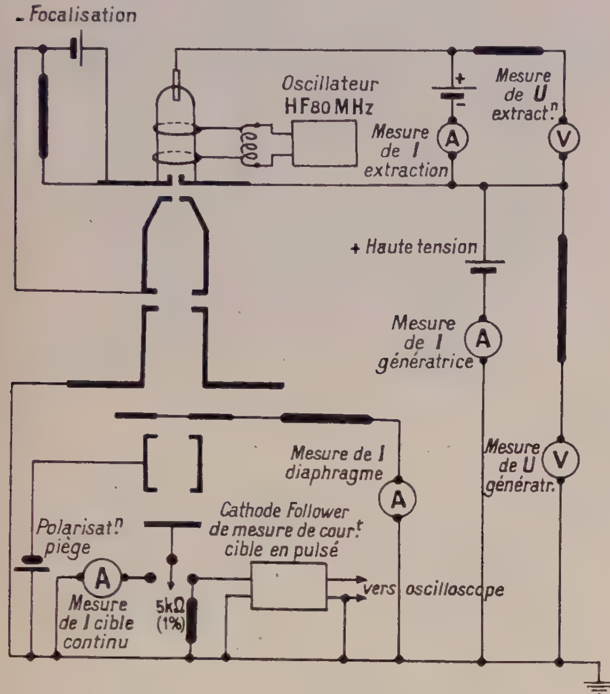


Fig. 1. — Accélérateur 150 kV.

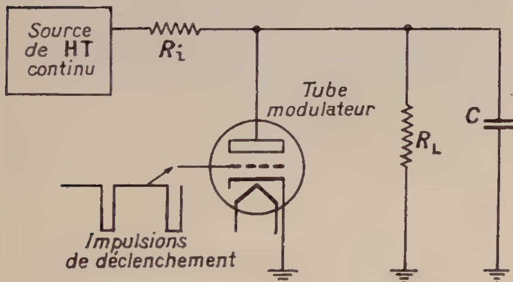


Fig. 2. — Modulateur de Hard.

tension pratiquement à zéro aux bornes de la source d'ions (*fig.* 2)

Soit R_L la résistance équivalente de la source d'ions, C la capacité de la source d'ions, R_i la résistance de charge du tube modulateur.

Dans l'accélérateur S. A. M. E. S., la tension aux bornes de la source d'ions est de 5 kV, pour un débit d'environ 1 mA, ce qui donne : $R_L = 5\ M\Omega$. La capacité est de l'ordre de 50 pF.

On a donc pour la montée de la tension aux bornes de la source d'ions une constante de temps τ :

$$\tau = C \times R \quad \text{avec} \quad R = \frac{R_i . R_L}{R_i + R_L}.$$

Pour obtenir un temps de montée de 4 μs, τ ne doit pas dépasser 1 μs ce qui impose :

$$R \times C = 1\ \mu s \quad \text{et} \quad R = 10^{-6}/50 \times 10^{-12} = 20\ 000\ \Omega,$$

soit très sensiblement : $R_i = 20\ 000\ \Omega$.

Ceci signifie que, pour maintenir une tension nulle aux bornes de la source d'ions, le courant fourni par la source haute tension devra être de :

$$i = 5\ 000/20\ 000 = 250\ \text{mA}.$$

La puissance moyenne sera voisine de $250 \times 5 = 1\ 250$ W, puisque le tube modulateur doit conduire tout le temps sauf pendant la durée des impulsions.

Il est donc nécessaire de disposer d'une source haute tension pouvant débiter 250 mA, alors que la consommation de la source d'ions ne dépasse pas 1 mA, et que le courant moyen est encore plus faible.

La solution avec tube modulateur en série n'est

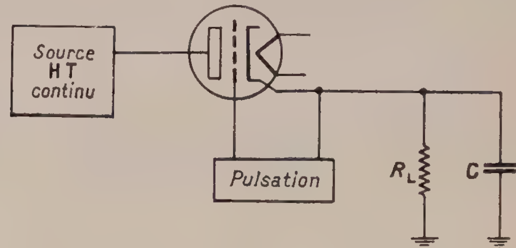


Fig. 3.

pas davantage utilisable à cause de la grande constante de temps de descente (*fig.* 3).

On a, en effet, à la coupure de l'impulsion :

$$\tau = 5.10^6 \times 50.10^{-12} = 250\ \mu s.$$

On pourrait montrer que la combinaison de ces deux procédés conduit à des problèmes analogues.

Tout le système de pulsation se trouvant dans le cas de l'accélérateur S. A. M. E. S. à une tension de 150 kV, par rapport au sol, la puissance nécessaire est fournie par des transformateurs d'isolement pouvant supporter 200 VA seulement. Il était donc, de toute façon impossible d'utiliser les procédés décrits ci-dessus, sans modifier les alimentations de l'accélérateur. Pour ces raisons, nous avons choisi d'effectuer la pulsation en agissant sur l'oscillateur haute-fréquence qui provoque l'ionisation de la source plutôt que sur la tension d'extraction.

3. **Schéma fonctionnel.** — Le schéma de principe du montage est reproduit sur la figure 4.

Un oscillateur haute fréquence (environ 80 MHz) pouvant fournir 100 W, ionise la source d'ions ; il est couplé à la source par deux anneaux. L'impulsion de déblocage est appliquée sur l'écran de l'oscillatrice plutôt que sur la grille, les essais

ayant montré que la coupure des oscillations était alors plus nette. Pour assurer le blocage des oscillations, l'écran doit être porté à un potentiel légèrement négatif, obtenu par polarisation négative de la cathode de la modulatrice (EL 81). L'impulsion de blocage est produite sur la grille de la modulatrice par un générateur d'impulsions de durée et de fréquence de répétition réglables

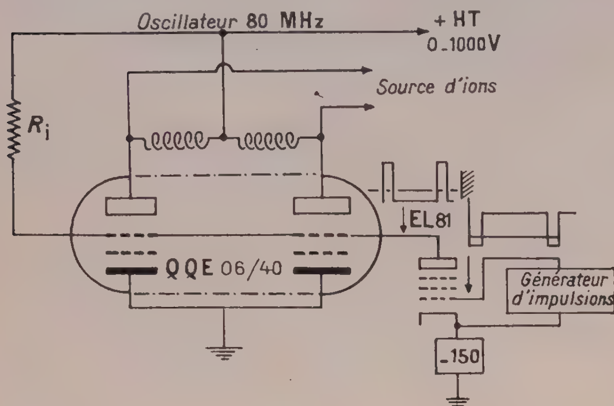


Fig. 4.

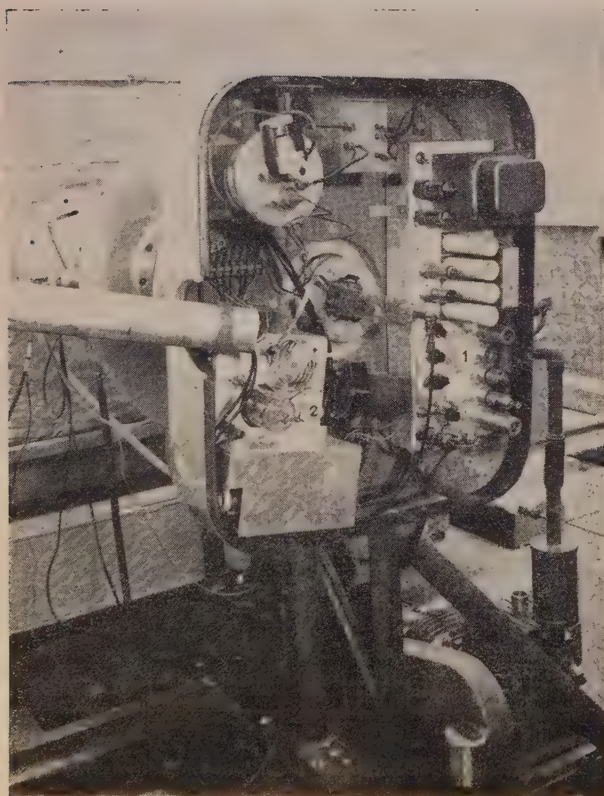


Fig. 5. — Dispositif à pulsation pour un accélérateur 150 kV. Vue d'ensemble de l'appareillage.
1) Chassis générateur d'impulsions. 2) Oscillateur haute fréquence.

Dans ces conditions, pour une résistance d'écran de 7 kΩ (valeur imposée par le fonctionnement de la lampe en oscillatrice), et la haute tension maximum le courant est de :

$$i = 1\ 000/7 = 140 \text{ mA},$$

et la puissance fournie par la source haute tension de :

$$P = V^2/R = 10^6/7.10^3 = 140 \text{ W}.$$

La constante de temps de montée de l'impulsion appliquée sur l'écran de l'oscillatrice, en supposant la capacité parasite totale égale à 20 pF n'est que de :

$$\tau = 0{,}14\ \mu\text{s}.$$

Tout l'ensemble peut être réalisé avec des tubes de réception et logé près de la source d'ions, directement au-dessus du tube accélérateur (Voir *fig.* 5).

Sécurité : En cas de panne du système de pulsation, le courant moyen augmente brusquement dans une forte proportion ce qui risque de détériorer la cible utilisée.

Pour remédier à cet inconvénient, une boucle placée à proximité de l'oscillateur capte l'impulsion haute-fréquence. Cette impulsion est détectée avec une constante de temps légèrement supérieure à la durée maximum d'impulsion prévue, et la tension résultante vient bloquer une 6 AK 5 dans la plaque de laquelle se trouve un relais (ACRM 12 kΩ). Celui-ci se désexcite et coupe un relais de puissance (ACRM type H. T.), placé en série avec la haute-tension d'alimentation. Le premier relais est monté de façon à conserver la mémoire de la sécurité, et un bouton poussoir permet de réenclancher la haute tension. Le temps de réponse de l'ensemble est de l'ordre de 10 ms.

4. **Essais effectués.** — Pour observer la forme de l'impulsion et mesurer sa valeur crête, nous avons inséré une résistance de 5 kΩ entre la cible et la masse. La tension aux bornes de cette résistance était renvoyée par l'intermédiaire d'un étage à cathode suiveuse dans la salle de commande.

Un piège à électrons, polarisé à — 120 V, évitait les erreurs dues aux électrons secondaires (cf. *fig.* 1). La tension utilisée pour le piège est en effet telle que les électrons secondaires créés par l'impact des ions sur la cible, ne puissent la quitter et fausser ainsi la mesure.

Nous avons observé de cette façon un temps de montée minimum de 2 μs et un temps de descente de 3 μs (cf. *fig.* 6). Il est à noter que la raideur des fronts de l'impulsion de courant cible dépend beaucoup des différents réglages de la source d'ions et notamment de la valeur du champ magnétique de focalisation.

Pour profiter du temps de travail réduit et augmenter le courant cible, la haute tension de l'oscillatrice a été portée à 1 300 V (tension normale en fonctionnement continu : 600 V). Nous avons pu atteindre dans ces conditions un courant crête de 1,65 mA (courant maximum en continu : 750 μA).

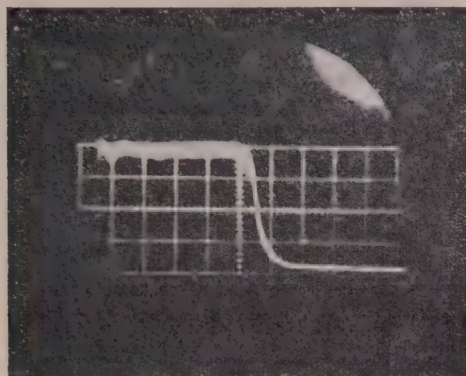


FIG. 6*a*. — Impulsion de forte amplitude courte durée. Sensibilité { Verticale : 0,45 mA/div. (1,65 mA crête), Horizontale : 5 μs/div.

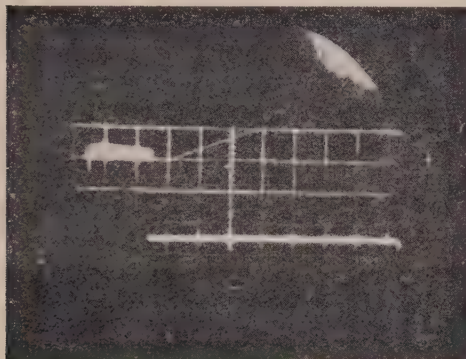


FIG. 6*b*. — Impulsion forte amplitude longue durée. Sensibilité { Verticale : 0,4 mA/div. Horizontale : 1 ms/div.



FIG. 6*c*. — Impulsion faible amplitude courte durée. Sensibilité { Verticale : 17,5 μA/div. (35 μA crête), Horizontale : 5 μs/div.



FIG. 6*d*. — Sensibilité { Horizontale : 20 μ/sdiv. Verticale : 0,4 ma/div.

Le maximum du courant étant pratiquement fixé par la géométrie de la source d'ions, il est inutile d'augmenter la puissance H. F. au delà de cette valeur sans modifier en même temps la source d'ions.

Les différentes caractéristiques de l'ensemble de pulsation sont regroupées ci-dessous :

GÉNÉRATEUR D'IMPULSIONS (voir *fig.* 7). — Largeur d'impulsion réglable entre 3 μs et 2 300 μs (en 5 sous-gam.). Fréquence de répétition réglable entre 13 Hz et 20 KHz (en 7 sous-gam.).

Temps de montée et de descente : environ 1 μs.

Amplitude de l'impulsion sur la grille de la modulatrice EL 81 (cf. *fig.* 4) environ : 140 V.

IMPULSION DE COURANT CIBLE. — Largeur réglable entre 4 μs et 2 300 μs.

Fréquence de répétition réglable entre 13 Hz et 20 kHz.

Temps de montée : 2 μs.

Temps de descente : 3 μs.

Puissance totale consommée par l'ensemble de pulsation : 80 W.

On remarquera que l'impulsion de courant cible a des fronts moins raides que l'impulsion fournie par le générateur. Ceci est sans doute dû d'une part au temps d'ionisation et de désionisation de la source d'ions, et d'autre part au temps que met l'oscillateur à s'exciter et surtout à s'amortir, par suite de la forte surtension du circuit oscillant.

L'ensemble totalise environ quatre cents heures de fonctionnement depuis son installation, et est utilisé par le laboratoire de Pilologie du C. E. N. G. pour des mesures de constante de diffusion et de section efficace d'absorption des neutrons dans différents milieux modérateurs.

Conclusion. — Les principaux avantages du système décrit sont sa simplicité, sa sûreté de fonctionnement et sa souplesse d'emploi. La large gamme de durée d'impulsion et de fréquence de répétition permet en effet l'étude de tous les modérateurs intéressant par simple affichage des caractéristiques d'impulsion choisies.

La faible puissance consommée ainsi que l'encombrement réduit permettraient sans doute d'adapter ce système sur d'autres types d'accélérateurs que celui que nous avons utilisé.

C'est avec plaisir que nous remerçions ici M. Gariod qui avait commencé cette étude, pour les renseignements qu'il nous a communiqués.

Nous devons également beaucoup à l'assistance technique de MM. Guérin et Ristori qui ont réalisé les divers montages.

Manuscrit reçu le 20 avril 1961.

FIG. 7. — A) Chassis générateur d'impulsions et lampe modulatrice. B) Chassis oscillateur de puissance, 80 MHz.

RECHERCHE SUR UN FACTEUR DE RÉDUCTION DU COEFFICIENT DE PORTANCE EN VEINE LIMITÉE

Par Pierre MERCIER,

Résumé. — Dans le cas d'une veine fluide limitée transversalement, on recherche une expression approchée du facteur de réduction de la portance d'une pale ou d'un aubage, en fonction du paramètre sans dimension $\alpha = - \Gamma/2\pi hV$ où Γ est la circulation autour de la pale, à un niveau donné, h la largeur de veine comptée perpendiculairement à la vitesse relative par rapport à la pale (à l'infini amont), V la composante axiale de la vitesse (à l'infini amont).

Le foyer de l'ambage ou de la pale, assimilés à un tourbillon unique, partage la largeur de veine suivant m et n, tels que : $m + n = 1$. Aux frontières de la veine, au droit du foyer, les pressions statiques étant P' et P''', Bernouilli donne :

$$\frac{P'' - P'}{\frac{\rho}{2} V^2} = \frac{\alpha}{m^2 n^2} [-(m - n)\alpha + 2mn]$$

avec $2mn = p$, la condition $P' + P'' = 2P_0$ (P_0 pression à l'infini amont), conduit à :

$$p^3 - \left(\frac{1 - \alpha^2}{2}\right) p^2 - \alpha^2 p + \frac{\alpha^2}{2} = 0.$$

Dans le champ des variations possibles de α, cette condition donne une seule racine valable pour chaque valeur du paramètre.

On trouve pour R, facteur de réduction de la portance :

$$R = 1 - \left(\frac{\frac{1}{p} - \frac{\alpha}{p^2}\sqrt{1 - 2p}}{\pi\chi \sin \Phi}\right) = 1 - \frac{U}{\chi\pi \sin \Phi}$$

avec : $\chi \sin \Phi = h/l$, l profondeur de corde, $U = \frac{1}{p} - \frac{\alpha}{p^2}\sqrt{1 - 2p}$ et Φ incidence du vent relatif (infini amont) sur la grille d'aube, ou sur le plan de l'hélice. Après discussion de R dans le cas des grilles serrées, ou pales près du moyeu, l'auteur propose des expressions de la forme :

$$R = 1 - \frac{U/\pi}{\xi + \mu + [(U/\pi) - \mu + g(\xi)\, e^{-H\xi}}$$

où μ = épaisseur relative apparent du profil d'aube $= e/l$

$$\xi = \chi \sin \Phi - \mu$$

avec la condition : $g(0) = 0$ et par exemple : $g(\xi) = A_1 \xi + A_2 \xi + \ldots A_n \xi^n$ permettant de satisfaire à n conditions pour des valeurs faibles du paramètre ξ, la valeur zéro correspond bien à $R = 0$.

Abstract. — In the case of a fluid stream transversely bounded (circumscribed), an approximate expression of the factor of reduction of the bearing area of a blade or vane is sought in relation with the dimensionless parameter : $\alpha = - \Gamma/2\pi hV$ where Γ is the circulation around the blade at a given level, h the width of the vein as calculated perpendicularly to the relative speed in reference to the blade (up-stream infinite), V the axial component of the speed (up-stream infinite).

The focus of the blade or the vane assimilated to a single eddy divides the width of the stream in m and n, such as : $m + n = 1$. On the boundaries of the stream, along the perpendicular to the relative speed going through the focus, the static pressures being P' and P'', Bernouilli provides :

$$\frac{P'' - P'}{\frac{\rho}{2} V^2} = \frac{\alpha}{m^2 n^2} [-(m - n)\alpha + 2mn]$$

with $2mn = p$, the condition $P' = P'' = 2P_0$ (P_0 pressure at up-stream infinite), is written

$$p^3 - \left(\frac{1 - \alpha^2}{2}\right) p^2 - \alpha^2 p + \frac{\alpha^2}{2} = 0.$$

In the range of the possible variations of α, this condition provides a single valid root for each value of the parameter.

We find for R, lift reduction coefficient :

$$R = 1 - \left(\frac{\frac{1}{p} - \frac{\alpha^2}{p^2}\sqrt{1-2p}}{\pi\chi \sin \Phi}\right) = 1 - \frac{U}{\pi\chi \sin \varphi}$$

with $U = \frac{1}{p} - \frac{\alpha}{p^2}\sqrt{1-2p}$, l cord with and Φ angle of attack of the relative speed (upstream infinite) with the blade system or on the propeller plane.

After discussing R in the case of the close blade system or blades near the hub, the author proposes expressions such as :

$$R = 1 - \frac{U/\pi}{\xi + \mu + [(U/\pi) - \mu + g(\xi)]\, e^{-H\xi}}$$

where : μ = apparent relative thickness of the vane profile $= e/l$

$$\xi = \chi \sin \Phi - \mu$$

with the condition : $g(0) = 0$ and for example : $g(\xi) = A_1\,\xi + A_2\,\xi^2 + \ldots\, A_n\,\xi^n$ allowing n conditions to be satisfied for low values of the parameter, the zero value is truly corresponding to : $R = 0$.

Introduction. — Il est usuel d'appliquer au calcul des pales d'hélice, les relations liant le coefficient de portance Cz à la circulation autour d'un profil d'aile en déplacement relatif rectiligne, uniforme dans un fluide indéfini.

Il semble acquis cependant, qu'en dehors des interactions de pale à pale, ces relations doivent être modifiées lorsqu'on les applique aux pales d'hélice en raison du caractère limité de la veine influencée par les pales.

Plus généralement d'ailleurs, on étudie les pertes par traînée induite dans le cas des pales d'hélice, en généralisant la notion d'angle induit, établie dans les mêmes conditions (de veine illimitée et de champ de vitesses uniforme à l'infini amont), au champ des vitesses résultantes sollicitant la pale d'hélice en déplacement relatif par rapport au fluide ambiant.

Plusieurs auteurs, dont M. Siestrunck [1], ont soulevé des réserves justifiées sur ces généralisations. Nous pensons que cette question mérite une étude approfondie, et que des expressions même approchées de ces pertes seraient préférables aux formules actuellement acceptées pour les évaluer.

Nous nous proposons ici, tout d'abord, la recherche d'une expression approchée du facteur de réduction du coefficient de portance Cz exprimé à partir de Γ/Vrl, rapport de la circulation autour de la pale à un niveau donné à la vitesse résultante au même niveau, en mouvement relatif.

On sait qu'en veine infinie, mouvement rectiligne uniforme, V désignant la vitesse à l'infini amont, l la profondeur de corde de la pale, on a l'égalité approximative pour des incidences modérées ;

$$\frac{\rho}{2} CzlV^2 = -\Gamma\rho V$$

d'où

$$Cz = -2\Gamma/Vl \tag{1}$$

le signe moins résultant des conventions de signes qui font correspondre à un Cz positif une circulation négative.

Dans le cas de la pale d'hélice, du fait de la limitation de la veine, on introduira un facteur de réduction, R, ($R < 1$), fonction de cette limitation, et l'on écrira :

$$Cz \text{ veine limitée} = (-2\Gamma/V_r\, l) \times R. \tag{2}$$

Il n'est pas toujours facile de chiffrer la limitation de la veine, suivant le type d'aubage, correspondant au cas des grilles cylindriques, radiales et droites. Dans le cas de la pale d'hélice monopale, cependant, la définition de la largeur de veine effective est plus simple et le calcul suivant a été entrepris à partir de cette définition ; soit Φ_1 un angle caractéristique de chaque niveau défini par :

$$\text{tg}\, \Phi_1 = V/2\pi\, Nr_1 \tag{3}$$

N = tours/seconde de l'hélice

en laissant systématiquement de côté les facteurs de correction liés aux pertes par allongement.

Pour préciser la largeur de la veine dans le cas d'un élément de pale de hauteur dr à la distance r_1 de l'axe de l'hélice, nous développerons la surface cylindrique fermée dans laquelle se meut l'élément de pale de hauteur infiniment petite dr, et nous couperons cette surface pour la développer suivant l'hélice tracée sur elle et inclinée de l'angle Φ_1, par rapport à une section droite de la dite surface cylindrique. On obtient, en limitant le développement à deux sections droites encadrant l'élément de pale, la figure 1.

La corde du profil de pale faisant l'angle β_1 avec la section droite, l'incidence du profil par rapport au vent relatif de vitesse résultante Vr_1 est égale à $\beta_1 - \Phi_1 = i$.

Désignons par h, la distance entre les droites correspondant au développement de l'hélice d'angle

Φ_i, se dédoublant en $D_1 D_2$, $D'_1 D'_2$ (droites parallèles), on a évidemment :

$$D_1 D'_1 = D_2 D'_2 = 2\pi N r_i$$

et pour h = largeur de veine intéressée, soit $h = 2\pi N r_i \sin \Phi_i$, ou, en introduisant les rapports, sans dimension : h/l et $2\pi r_i \sin \Phi_i / l = \chi$, on écrira :

$$h/l = (2\pi r_i / l) \sin \Phi_i = \chi \sin \Phi_i. \quad (4)$$

D'autre part, la théorie des profils minces nous permet d'écrire la relation 2 sous une forme légè-

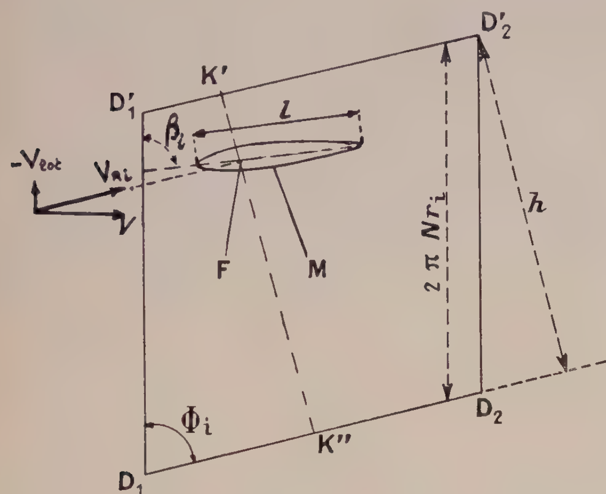


Fig. 1.

rement différente en introduisant la valeur moyenne le long de la corde du profil, de la différence des pressions d'intrados et d'extrados, on écrira en effet :

$$\text{en veine illimitée } Cz = \frac{(P_i - P_E)}{\frac{1}{2}\rho V r_i^2} \text{ moyen,}$$

$$\text{et } Cz \text{ veine limitée} = \frac{-2\Gamma}{V r_i\, l} \times R = \frac{(P_i - P_E)}{\frac{1}{2}\rho V r_i^2} \text{ moyen} \times R.$$

Nous nous proposons d'évaluer R en premier lieu, pour les valeurs de χ supérieures à quelques unités. Dans ces conditions, on peut, pour le calcul des vitesses rotationnelles induites au niveau des frontières $D_1 D_2$, $D'_1 D'_2$ de la veine par l'élément de pale, remplacer celui-ci par un tourbillon unique d'intensité Γ, centré sur le foyer de M.

En particulier, on calculera les vitesses induites à l'intersection de ces frontières et de la normale à Vr_i passant par le foyer F de l'élément M, soit en K' et K''.

La connaissance des vitesses résultantes en ces points K' et K'' des vitesses induites et de la vitesse Vr_i, permet de calculer par la formule de Bernouilli les pressions aux points K' et K'', dans l'hypothèse où la veine n'est pas limitée.

La pression statique P'' en K'' (côté intrados) sera nécessairement plus grande que la pression statique P_0 à l'infini amont, tandis que la pression statique P' en K' lui sera inférieure. Les grandeurs relatives des différences $P_0 - P'$ et $P'' - P_0$ dépendent naturellement de la position de l'aubage dans la veine. Nous déterminerons cette position par la condition d'égalité de ces deux différences. En effet les deux frontières sont à la même pression statique, dans le cas de la pale d'hélice, puisqu'elles sont confondues en fait, et il s'ensuit que dans ce cas, le Cz en veine limitée sera défini approximativement par la relation :

Cz veine limitée

$$\# \frac{(P_i - P_e) \text{ moyen veine illimitée} - (P'' - P')}{\frac{1}{2}\rho V r_i^2} \quad (6)$$

d'où :

$$R \# \frac{(P_i - P_e) \text{ moyen veine illimitée} - (P'' - P')}{(P_i - P_e) \text{ moyen veine illimitée}}.$$

Enfin dans la seconde partie de l'étude nous étudierons quelle correction doit être appliquée à l'expression précédente pour qu'elle soit valable pour les petites valeurs de χ, et qu'en particulier le Cz s'annule lorsque les aubages d'épaisseur finie entrent en contact, les uns avec les autres, dans le cas de la grille.

Pour les valeurs très faibles de χ, surtout intéressantes dans le cas des grilles d'aubes droites, cylindriques ou radiales, nous rechercherons des expres sions analytiques (valables également pour les valeurs de χ, très supérieures à quelques unités), et susceptibles de traduire des résultats expérimentaux, ou provenant de l'application de calculs théoriques, obtenus pour des arrangements de grilles particulières.

ÉVALUATIONS APPROCHÉES DES EFFETS DE LIMITATION DE VEINE

Première partie

On suppose que la largeur de veine, h, comptée perpendiculairement à la vitesse V à l'infini amont est grande par rapport à la corde du profil de la pale : l ($h > l$). On se propose, dans ces conditions d'approximation, d'exprimer les valeurs p' et p'' de la pression statique aux points $K'K''$ su la droite perpendiculaire à V, passant par le foyer F de l'aubage M, aux distances nh (côté intrados) et mh (côté extrados) m et n étant deux coefficients positifs sans dimensions, tels que :

$$m + n = I. \quad (8)$$

On cherchera ensuite la 2e relation à laquelle m et n doivent satisfaire pour que p_0 désignant la pression statique à l'infini amont,

$$p'' - p_0 = p_0 - p',$$

relation qui équivaut à :

$$p'' + p' = 2p_0. \tag{9}$$

Cette condition est indépendante de la charge aérodynamique de la pale ou de l'aubage, et nous

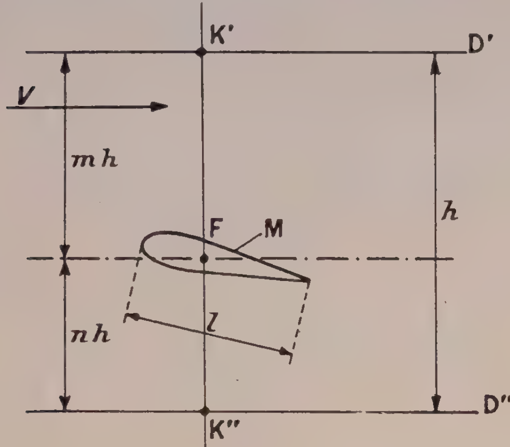


Fig. 2.

l'avons retenue, de préférence à une condition faisant intervenir la pression moyenne dans la section $K'K''$, dont l'évaluation suppose connue, les effets de limitation de veine, objet de l'étude. On suppose, dans ce qui suit, la pale ou l'aubage équivalent à un tourbillon unique pour simplifier les résultats, mais le calcul de m et n pourrait être repris ultérieurement avec plus de précision en faisant intervenir les coefficients de correction appropriés, dans le cas de h/l compris par exemple entre 0 et 5.

La pale ou l'aubage, étant remplacé par un tourbillon unique centré sur son foyer et d'intensité Γ, les vitesses résultantes, V' et V'', en K' et K'' sont données par :

$$V' = V - \frac{\Gamma}{2\pi mh} \quad (\text{avec } \Gamma < 0) \tag{10}$$

$$V'' = V + \frac{\Gamma}{2\pi nh} \quad V = \text{vitesse à l'infini amont}$$

Les pressions statiques en K' et K'' étant p' et p''. La relation de Bernouilli donne :

$$p' + \frac{\rho}{2}\left(V - \frac{\Gamma}{2\pi mh}\right)^2 = p'' + \frac{\rho}{2}\left(V + \frac{\Gamma}{2\pi nh}\right)^2$$

$$= p_0 + \frac{1}{2}\rho V^2 \tag{11}$$

d'où l'on tire :

$$p'' - p' = \frac{\rho\Gamma^2}{8\pi^2 h^2}\left[\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right] - \frac{\rho\Gamma V}{2\pi h}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{n}\right) \tag{12}$$

posons :

$$-\Gamma/2\pi hV = \alpha \qquad (\alpha > 0) \tag{13}$$

il vient

$$\frac{p'' - p'}{\rho V^2} = \frac{\alpha^2}{2}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) + \alpha\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{n}\right)$$

où :

$$\frac{p'' - p'}{\frac{\rho}{2} V^2} = \alpha^2 \frac{(n - m)\, n + m)}{m^2 n^2} + 2\alpha\left(\frac{m + n}{mn}\right)$$

et comme : $m + n = 1$

$$\frac{p'' - p'}{\frac{\rho}{2} V^2} = \frac{\alpha}{m^2 n^2}\left[-(m - n)\,\alpha + 2mn\right]. \tag{14}$$

Nota : On vérifie que quelque soit n, α étant < 1, $p'' - p'$ est positif si $V'' > 0$. En effet, V'' s'annule pour :

$$V + \Gamma/2\pi nh = 0$$

soit :

$$1 - (n/\alpha) = 0,$$

on doit donc avoir

$$n \geqslant \alpha, \tag{15}$$

pour avoir $V'' \geqslant 0$. Faisons $n = \alpha$ dans le crochet de l'expression (2) :

$$(\alpha - m)\,\alpha + 2\alpha m = \alpha^2 + m\alpha$$

qui est bien > 0.

La condition d'égalisation des pressions statiques différentielles s'écrit par ailleurs : $p' + p'' = 2p_0$

$$p' = p_0 + \frac{1}{2}\rho V^2 - \frac{\rho}{2}\left(V - \frac{\Gamma}{2\pi mh}\right)^2$$

$$p'' = p_0 + \frac{1}{2}\rho V^2 - \frac{\rho}{2}\left(V + \frac{\Gamma}{2\pi nh}\right)^2$$

$$p' + p'' = 2p_0 - \frac{\rho\Gamma^2}{2\pi^2 h^2}\left(\frac{1}{m^2} + \frac{1}{n^2}\right) + \frac{\rho\Gamma V}{2\pi h}\left(\frac{1}{m} - \frac{1}{n}\right)$$

en tenant compte de (9), il vient :

$$-\frac{\Gamma^2}{8\pi^2 h^2}\left(\frac{1}{m^2} + \frac{1}{n^2}\right) + \frac{\Gamma V}{2\pi h}\left(\frac{1}{m} - \frac{1}{n}\right) = 0$$

ou, en divisant par :

$$\Gamma V/2\pi h$$

$$-\frac{\Gamma}{4\pi hV}\left(\frac{1}{m^2} + \frac{1}{n^2}\right) + \frac{1}{m} - \frac{1}{n} = 0$$

enfin, en introduisant :

$$\alpha = -\Gamma/2\pi hV \qquad \alpha > 0$$

$$\frac{\alpha}{2}\left(\frac{1}{m^2} + \frac{1}{n^2}\right) + \frac{1}{m} - \frac{1}{n} = 0$$

et multipliant par $2m^2 n^2$

$$\alpha(n^2 + m^2) + 2mn^2 - 2nm^2 = 0$$

ou

$$\alpha(n^2 + m^2) - 2mn(m - n) = 0. \qquad (16)$$

Cette condition ne peut être remplie que si

$$m > n \qquad (17)$$

toutes les quantités qui y figurent étant positives. Comme $m + n = 1$, on peut écrire, en posant $2nm = p$:

$$m^2 + n^2 = (m + n)^2 - 2nm = 1 - p \qquad (18)$$

et de même :

$$(m - n)^2 = m^2 + n^2 - 2mn = 1 - 2p$$

d'où :

$$m - n = \sqrt{1 - 2p}. \qquad (19)$$

La condition $p \leqslant 1/2$ est satisfaite m et n étant tous 2 positifs, leur somme étant égale à I (8) ; par combinaison membre à membre des relations (8) et (19) on obtient :

$$m = \frac{1 + \sqrt{1 - 2p}}{2} \qquad n = \frac{1 - \sqrt{1 - 2p}}{2}. \qquad (20)$$

Par ailleurs, en reportant dans l'équation (16) les expressions trouvées pour $m^2 + n^2 = 1 - p$ et $m - n = \sqrt{1 - 2p}$ on obtient la relation entre α et p

$$\alpha(1 - p) - p\sqrt{1 - 2p} = 0 \qquad (21)$$

qui s'écrit :

$$\alpha((1 - p)/p) = \sqrt{1 - 2p}$$

et en élevant au carré et multipliant par p^2

$$\alpha^2(1 + p^2 - 2p) - p^2(1 - 2p) = 0$$

qui donne :

$$p^3 - \left(\frac{1 - \alpha^2}{2}\right) p^2 - \alpha^2 p + \frac{\alpha^2}{2} = 0 \qquad (22)$$

cherchons à quelles conditions des racines de l'équation (22) doivent satisfaire pour être les solutions du problème. Nous avons trouvé, en formant la relation (14), que m étant $> n$, on devait avoir

$$n \geqslant \alpha \qquad (15)$$

ce qui, compte tenu de (20), s'écrit :

$$[1 - \sqrt{1 - 2p}]/2 \geqslant \alpha$$

ou :

$$1 - 2\alpha \geqslant \sqrt{1 - 2p}$$

en élevant au carré les 2 membres de cette inégalité il vient :

$$p \geqslant 2\alpha(1 - \alpha) \qquad (23)$$

La condition (23) n'étant valable que pour $\alpha < 1$, condition satisfaite en général, comme la suite du calcul en témoignera. Comme par ailleurs on a vu que p devait être inférieur au plus égal à $1/2$, toute racine p_i de l'équation (22) doit, pour être valable, satisfaire à la double condition

$$\frac{1}{2} \geqslant p_1 \geqslant 2\alpha(1 - \alpha). \qquad (24)$$

On fait le changement de variable,

$$\boxed{p = x + ((1 - \alpha^2)/6)} \qquad (25)$$

pour chasser le terme en x^2.

L'équation (22) transformée, qui s'écrit :

$$x^3 + \left(\frac{1 - \alpha^2}{2}\right) x^2 + \left(\frac{1 - \alpha^2}{12}\right)^2 x + \left(\frac{1 - \alpha^2}{216}\right)^3$$
$$- \left(\frac{1 - \alpha^2}{2}\right)\left[x^2 + \left(\frac{1 - \alpha^2}{3}\right) x + \left(\frac{1 - \alpha^2}{36}\right)^2\right]$$
$$- \alpha^2 x - \frac{\alpha^2}{6}(1 - \alpha^2) + \frac{\alpha^2}{2} = 0$$

le coefficient P du terme en x^2, s'annule, celui du terme en X : s'écrit :

$$\left(\frac{1 - \alpha^2}{12}\right)^2 - \left(\frac{1 - \alpha^2}{6}\right)^2 - \alpha^2$$
$$= \frac{1}{12} - \frac{2}{12} - \frac{2\alpha^2}{12} + \frac{4\alpha^2}{12} - \alpha^2 + \frac{\alpha^4}{12} - \frac{\alpha^4}{6}$$
$$= - \frac{1}{12} + \frac{2\alpha^2}{12} - \frac{12\alpha^2}{12} - \frac{\alpha^4}{12}[2 - 1]$$

$$P = - \frac{1}{12} - \frac{10\alpha^2}{12} - \frac{\alpha^4}{12} = - \left[\frac{\alpha^4}{12} + \frac{5\alpha^2}{6} + \frac{1}{12}\right]$$

$$\boxed{P = - \left[\frac{\alpha^4 + 10\alpha^2 + 1}{12}\right].} \qquad (26)$$

Le coefficient du terme constant, Q, s'évalue ainsi :

$$Q = \left(\frac{1 - \alpha^2}{216}\right)^3 - \left(\frac{1 - \alpha^2}{72}\right)^3 + \frac{\alpha^4}{6} - \frac{\alpha^2}{6} + \frac{3\alpha^2}{6}$$
$$= (1 - \alpha^2)^3\left(\frac{1}{216} - \frac{1}{72}\right) + \frac{\alpha^4}{6} - \frac{\alpha^2}{6} + \frac{3\alpha^2}{6}$$
$$= (1 - \alpha^2)^3\left(\frac{-2}{216}\right) + \frac{18(\alpha^4 + 2\alpha^2)}{108}$$
$$= \frac{-(1 - \alpha^2)^3 + 18\alpha^4 + 36\alpha^2}{108}$$
$$= -\frac{(1 - 3\alpha^2 + 3\alpha^4 - \alpha^6) + 18\alpha^4 + 36\alpha^2}{108}$$
$$= \frac{\alpha^2 + 15\alpha^4 + 39\alpha^2 - 1}{108}$$

d'où :

$$Q = \frac{\alpha^6}{108} + \frac{15\alpha^4}{108} + \frac{39\alpha^2}{108} - \frac{1}{108}. \quad (27)$$

L'équation en X s'écrit :

$$x^3 + Px + Q = 0. \quad (28)$$

Le discriminant $(Q/2)^2 + (P/3)^3$ est constamment négatif, P étant négatif, si on choisit α dans l'intervalle défini par : $0{,}25 \geqslant \alpha > 0$. Il ne semble pas intéressant d'envisager les valeurs de α supérieures à 0,25 qui correspondraient à un rapport Γ/Vl absolument inusité, même dans le cas d'une grille serrée à aubages très incurvés.

L'équation (28) admet dans ces conditions 3 racines réelles X_1, X_2, X_3 et si θ désigne un angle tel que :

$$\cos\theta = \frac{3Q}{P\sqrt{-\frac{4}{3}P}} \quad (29)$$

Les racines sont données par :

$$x_1 = \rho\cos(\theta/3), \quad (30)$$

$$x_2 = \rho\cos\left(\frac{\theta}{3} + \frac{2\pi}{3}\right) \quad (31), \qquad x_3 = \rho\cos\left(\frac{\theta}{3} + \frac{4\pi}{3}\right) \quad (32)$$

avec

$$\rho = \sqrt{-4P/3}. \quad (33)$$

Les racines correspondantes de l'équation (22) sont

$$p_i = x_i + \left(\frac{1-\alpha^2}{6}\right) \quad (34)$$

(avec $i = 1, 2, 3$) mais toute racine de l'équation (28) pour être une solution valable du problème doit satisfaire à :

$$1/2 \geqslant p_i \geqslant 2\alpha(1-\alpha). \quad (35)$$

Le tableau annexé à la présente note, donne le détail des opérations, qui conduisent à l'évaluation des racines p_i. La double condition (35) ne donne qu'une racine > 0 pour chaque valeur de α, et cette racine correspond, dans le cas ou θ est la plus petite détermination de l'arc satisfaisant à (29), à la formule (30)

$$p_1 = x_1 + \left(\frac{1-\alpha^2}{6}\right) = \rho\cos\frac{\theta}{3} + \left(\frac{1-\alpha^2}{6}\right).$$

Limites de variation du paramètre. — On a posé :

$$\alpha = \frac{-\Gamma}{2\pi hV} = \frac{-\Gamma}{Vl}\frac{1}{2\pi\chi\sin\Phi}. \quad (36)$$

Les valeurs les plus usuelles de $\Gamma/2\pi hV$ sont très inférieures à un. En effet la valeur 1 correspondrait à une vitesse induite au bord de la veine qui serait double de celle du vent à l'infini amont, si m était égal à n.

Le cas correspond à $\alpha = 1/2$ et suppose au voisinage de la veine du côté de l'intrados de l'aubage, un mouvement à contre-courant. Le calcul montre que dans les hypothèses de départ, aucune solution n'est possible pour $\alpha = 0{,}3$.

La frontière des solutions possibles se situe entre $\alpha = 0{,}25$ et $\alpha = 0{,}3$ nous avons donc limité nos calculs au domaine s'étendant de $\alpha = 0{,}25$ à $\alpha = 0{,}01$, les valeurs de $\frac{1}{p} - \frac{\alpha}{p^2}\sqrt{1-2p}$ pour α tendant vers zéro s'écartant de l'ordre du cent millième de celle qui correspond à $\alpha = 0{,}01$.

Expression du coefficient de réduction de portance. — En veine de largeur infinie, on peut écrire en première approximation

$$\frac{\rho}{2} C_z V^2 l = -\rho V\Gamma$$

ou

$$C_z = -2\Gamma/Vl$$

où V = Vitesse à l'infini amont.
l = Corde du profil.
Γ = Circulation totale au tour de la pale.

Cette relation n'est plus valable en veine limitée et le Cz doit être réduit, on passera donc du Cz en veine infinie au Cz en veine limitée en écrivant :

$$Cz \text{ en veine limitée} = RCz \text{ en veine infinie} = R(-2\Gamma/Vl)$$

comme la théorie des profils minces nous a donné :

$$(P_i - P_e)_{\text{moyen}} = -\rho\Gamma\, V/l$$

où $(P_i - P_e)_{\text{moyen}}$ est la différence de pression moyenne intrados extrados, le long de la corde du profil de la pale, cette relation peut s'écrire, en pressions relatives (non dimensionnelles)

$$(P_i - P_e)_{\text{moyen}}/(1/2)\,\rho V^2 = -2\Gamma/Vl \quad (37)$$

l'expression (14) établie plus haut s'écrivait :

$$\frac{p'' - p'}{(\rho/2\;V^2} = \frac{\alpha}{m^2 n^2}[2mn - \alpha(m-n)]$$

et comme $2mn = p$

$$m - n = \sqrt{1-2p}$$

il vient :

$$\frac{p'' - p'}{(\rho/2)\, V^2} = 4\alpha \left[\frac{1}{p} - \frac{\alpha}{p^2}(\sqrt{1-2p})\right] \qquad (38)$$

$p'' - p'$ étant la différence de pression entre deux points distants de mh et nh du foyer de l'aubage sur la normale à V_r passant par le dit foyer.

En première approximation nous admettons que $\frac{(P_i - P_e)}{(1/2)\,\rho V}$ moyen en veine limitée sera égal à :

$$\frac{(P_i - P_e)}{(1/2)\,\rho V^2} \text{ moyen en veine illimitée } - \frac{(p'' - p')}{(1/2)\,\rho V^2}$$

soit :

$$\frac{(P_i - P_e)}{(1/2)\,\rho V^2} \text{ moyen en veine limitée}$$

$$= \frac{-2\Gamma}{Vl} - 4\alpha\left(\frac{1}{p} - \frac{\alpha}{p^2}\sqrt{1-2p}\right).$$

Enfin, si on introduit le paramètre

$$\alpha = \frac{-\Gamma}{Vl} \cdot \frac{1}{2\pi\chi \sin \Phi}$$

il vient :

Cz veine limitée $= RCz$ veine illimitée

$$= \frac{-2\Gamma}{Vl}\left[1 - \frac{\frac{1}{p} - \frac{\alpha}{p^2}\sqrt{1-2p}}{2\pi\chi \sin \Phi}\right]$$

et comme :

$$Cz \text{ veine illimitée} = -2\Gamma/Vl$$

$$R = 1 - \left(\frac{\frac{1}{p} - \frac{\alpha}{p^2}\sqrt{1-2p}}{\pi\chi \sin \Phi}\right). \qquad (39)$$

Cette expression n'est valable que pour une valeur suffisamment grande de $\chi \sin \Phi$.

En effet on ne peut assimiler la pale ou l'aubage à un tourbillon unique qu'à une certaine distance de leur foyer. Plus on se rapproche du dit foyer, plus l'expression du terme soustractif tend à devenir excessive puisqu'elle suppose une vitesse rotationnelle induite croissante de façon inversement proportionnelle à la distance au foyer, sans considération de l'épaisseur réelle de l'aubage ou de la pale.

Enfin pour les valeurs réduites de $\chi \sin \Phi$, les interactions des aubes entre elles, dans les différents arrangements de grilles d'aube, ne permettent pas de chiffrer la largeur de veine d'une façon aussi simple que nous l'avons fait dans le cas de la pale d'hélice isolée.

Nous nous proposons donc d'éliminer ces difficultés au moyen d'expressions analytiques différentes, objet de la deuxième partie de cette étude.

Deuxième partie

Pour la simplicité des écritures, nous poserons :

$$U = \frac{1}{p} - \frac{\alpha}{p^2}\sqrt{1-2p}. \qquad (40)$$

Les valeurs de U et celles de p, en fonction de α se lisent sur les deux courbes de la figure 3.

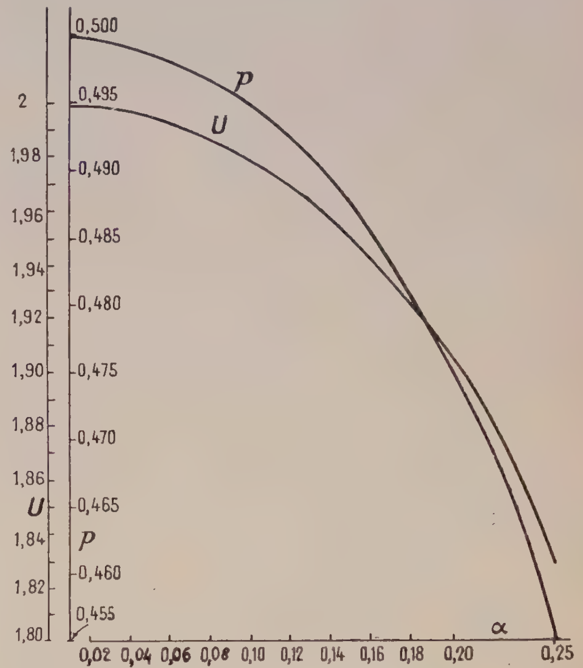


FIG. 3.

En reportant U' dans l'expression (39), nous obtenons :

$$R = 1 - (U/\pi\chi \sin \Phi). \qquad (41)$$

Définissons l'épaisseur relative apparente de la pale ou de l'aubage (usuellement rapport de l'épaisseur à la corde), cette épaisseur étant ici comptée perpendiculairement à la vitesse V_r à l'infini amont, ou, si l'on préfère, dans le cas de la grille d'aube, étant mesurée par la distance entre deux parallèles à cette vitesse passant par les foyers de deux aubages voisins mis au contact l'un de l'autre par réduction de $\chi \sin \Phi$ à sa plus petite valeur possible.

Désignant le rapport de cette épaisseur, e, à la corde par μ, on a :

$$\mu = e/l. \qquad (42)$$

μ est donc la limite inférieure du champ des variations de $\chi \sin \Phi$ puisque : $\chi = d/l$ pour la grille d'aube (grille droite) ou : $2\pi\, r_1/l$ dans le cas de la pale d'hélice, Φ définissant dans les 2 cas l'inci-

dence du vent relatif, sur le plan de la grille, ou du cercle balayé par l'hélice.

Nous écrirons (41) sous la forme :

$$R = 1 - \frac{U/\pi}{\chi \sin \Phi}. \qquad (41\ bis)$$

Si $\chi \sin \Phi$ augmente indéfiniment, le facteur de réduction du Cz en veine limitée, R, tend vers 1.

Mais si $\chi \sin \Phi$, tend vers μ, le facteur R doit évidemment tendre vers zéro, puisque le fluide ne passe plus entre les aubes.

Comme par ailleurs U et $\chi \sin \Phi$, sont sans liens entre eux, la relation $1 - (U/\pi\mu) = 0$ ne peut être satisfaite qu'accidentellement et pour des valeurs de μ généralement inusitées.

C'est pourquoi nous introduirons dans le dénominateur de l'expression (41 *bis*) un facteur complémentaires, $\tau(\chi \sin \Phi)$, dont la grandeur, pour $\chi \sin \Phi = \mu$, sera égale à $(U/\pi) - \mu$; en faisant le changement de variable $\xi = \chi \sin \Phi - \mu$ on écrira :

$$R = 1 - \frac{U/\pi}{\xi + \mu + \tau_1(\xi)} \qquad (42)$$

avec

$$\tau_1(\xi) = \tau(\chi \sin \Phi)$$

le facteur $\tau_1(\xi)$ doit en outre s'éteindre progressivement de façon à tomber à quelques millièmes de sa valeur $\tau_1(0)$ pour ξ compris par exemple entre 8 et 10 unités. On écrira donc tout naturellement dans ces conditions :

$$\tau_1(\xi) = (U/\pi - \mu)\, e^{-H\xi}. \qquad (43)$$

Le facteur H devra demeurer dans des limites telles que la courbe représentative de R ne présente pas d'anomalies de courbure, et de préférence soit exempte d'inflexion.

Enfin on peut se proposer d'imposer à R des conditions particulières dans l'intervalle pour ξ correspondant à des valeurs non négligeables de $\tau_1(\xi)$.

Ces conditions peuvent être dictées par des considérations théoriques, liées aux profils d'aubages et à leur arrangement en grilles, ou à des interactions de pales à pales dans une hélice multipale, etc...

Ou au contraire, ces conditions peuvent traduire des résultats expérimentaux obtenus avec des arrangements similaires.

Plus généralement on écrira dans ce cas :

$$\tau_1(\xi) = (U/\pi - \mu + A_1\,\xi + A_2\,\xi^2 + \ldots A_n\,\xi^n)\, e^{-H\xi} \qquad (44)$$

ce qui permettrait d'imposer n conditions à R pour chaque valeur de H.

Il semble qu'aucune raison physique ne justifie des anomalies dans la courbe représentative de R. Dans le domaine où $\tau_1(\xi)$ n'est pas négligeable [1], les $(n \times p)$ conditions devraient donc être compatibles avec un signe constant pour $d^2R/d\xi^2$, si on utilise p valeurs de H.

A titre d'exemple on a calculé et tracé les courbes représentatives du facteur R, dans le cas d'une valeur moyenne de $U \times 1{,}95$ avec $H \times 1{,}2$-$1{,}3$-$1{,}5$ et 1,7 pour une épaisseur, relative apparante [2] $\mu = 0{,}06$.

Les courbes repérées R_0 correspondent à

$$\tau_1(\xi) = \left(\frac{U}{\pi} - \mu\right) e^{-H\xi}.$$

Les courbes repérées R_1 correspondent à

$$\tau_1(\xi) = \left(\frac{U}{\pi} - \mu + \frac{\xi}{2}\right) e^{-H\xi}.$$

Les courbes repérées R_2 correspondent à

$$\tau_1(\xi) = \left(\frac{U}{\pi} - \mu + \frac{\xi^2}{2}\right) e^{-H\xi}.$$

Les courbes repérées R_3 correspondent à

$$\tau_1(\xi) = \left(\frac{U}{\pi} - \mu + \frac{\xi}{2} + \frac{\xi^2}{2}\right) e^{-H\xi}.$$

Les courbes repérées R_4 correspondent à

$$\tau_1(\xi) = \left(\frac{U}{\pi} - \mu + \frac{\xi^3}{6}\right) e^{-H\xi}.$$

Les courbes précédentes (ou les tableaux de calcul des valeurs des R_i qui leur correspondent), peuvent être utilisées directement si elles traduisent avec une approximation suffisante pour

$$\chi \sin \Phi \geqslant 0{,}1$$

les données théoriques ou expérimentales.

Dans le cas inverse, on peut procéder de deux façons différentes : 1° On peut former une combinaison linéaire de tout ou partie des fonctions R_0, R_1, R_2, R_3, R_4, pour une valeur de μ et un choix particule de H pour chaque fonction, par exemple on prendra

$$R = a_0 R_0 + a_1 R_1 + a_2 R_2 + a_3 R_3 + a_4 R_4$$

$$a_0,\ a_1,\ a_2,\ a_3,\ a_4$$

tous positifs et satisfaisants à

$$a_0 + a_1 + a_2 + a_3 + a_4 = 1$$

et on déterminera les 5 coefficients

$$a_0,\ a_1,\ a_2,\ a_3,\ a_4.$$

pour 5 valeurs de ξ

$$\xi_1,\ \xi_2,\ \xi_3,\ \xi_4,\ \xi_5$$

par 5 équations du type

$$a_0 R_0(\xi_i) + a_1 R_1(\xi_i) + a_2 R_2(\xi_i) + a_3 R_3(\xi_i) + a_4 R_4(\xi_i) = B_i$$

[1] Dans le reste du champ de variation de ξ la courbure est de signe constant.

[2] μ varie légèrement avec sin Φ.

avec

$$i = 1, 2, 3, 4, 5$$

les valeurs des B_i étant déduites des résultats théoriques ou expérimentaux que l'on veut traduire.

Plusieurs valeurs de H pouvant être prises pour tout ou partie des fonctions R_i si un plus grand nombre de conditions doivent être satisfaites.

2° On peut prendre pour R une fonction déduite de la formule (44) définissant τ_1 dans le cas général, et on déterminera les coefficients A_i par n relations du type :

$$R(\xi_i) = 1 - \frac{U/\pi}{\xi_i + \mu + (U/\pi - \mu + A_1 \xi_i + A_2 \xi_i^2 + \dots A_n \xi_i^n) e^{-H\xi_i}} = C_i$$

avec

$$i = 1, 2, 3 \dots n.$$

Le choix de la valeur de H ne peut être entièrement arbitraire si l'on veut assurer un signe constant à la courbure de la courbe représentative de la fonction R cherché.

L'emploi de ces fonctions devrait permettre de grouper et de systématiser des résultats dispersés obtenus dans l'étude théorique et pratique des grilles ou des hélices, en fournissant des bases d'évaluation du Cz en veine limité, qui jusqu'à présent font défaut.

Manuscrit reçu le 1er juin 1961.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Siestrunck, Le développement moderne de la théorie de l'hélice, Gauthier-Villars, Paris, 1947.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 208 A.

CHAMBRE D'IONISATION MULTICELLULAIRE POUR L'ÉTUDE DU FAISCEAU DE PROTONS DE 150 MeV DU SYNCHROCYCLOTRON D'ORSAY

Par X. DE BOUARD,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Nous décrivons une chambre d'ionisation multi-cellulaire qui est utilisée pour effectuer les réglages de faisceau du synchrocyclotron d'Orsay. Cette chambre se compose d'une trentaine de cellules obtenues par métallisation d'une feuille de mylar. Elle est utilisable dans une plage d'intensité allant de 10^6 à 10^{10} protons/cm²/s.

Abstract. — A multicellular ionization chamber is described which is used for beam adjustments of the Orsay synchrocyclotron. This chamber consist of some thirty cells obtained by metallizing a mylar foil. It can be used in an intensity range from 10^6 to 10^{10} protons/cm²/s.

Lors de la mise au point du synchrocyclotron d'Orsay, le problème s'est posé, pour les réglages de faisceau, d'étudier un dispositif qui permette instantanément de connaître la forme du faisceau en un point donné de sa trajectoire et de mesurer sa répartition en intensité.

Le dispositif adopté est semblable à celui qui a servi à l'étude du faisceau du cosmotron de Brookhaven [1] : une chambre d'ionisation constituée par une série de petites cellules juxtaposées. Le courant produit par l'ionisation du gaz par le faisceau est mesuré séparément pour chacune d'elles. Le courant étant pulsé, comme le faisceau du synchrocyclotron, à 480 périodes, il peut être amplifié en alternatif, ce qui permet l'utilisation de préamplificateurs simples et peu encombrants. Un contacteur rotatif télécommandé prélève successivement le courant de chaque cellule pour l'envoyer dans un amplificateur qui se trouve dans la salle des mesures.

Étude. — Nous avons choisi comme gaz à ioniser l'air à la pression atmosphérique, ce qui évite l'emploi de parois épaisses et réduit considérablement la quantité de matière à placer dans le faisceau.

La distance qui sépare les électrodes doit être aussi grande que possible, de façon à augmenter la quantité de gaz ionisé, donc la sensibilité de la chambre. Cette distance est toutefois limitée par quatre facteurs : le temps de collection des ions, qui doit être inférieur au temps qui sépare deux jets de faisceau ($2{,}2\ 10^{-3}$ s) pour que le courant recueilli puisse être amplifié en impulsions ; la recombinaison des ions ; la diffusion des ions ; la charge d'espace.

1. Temps de collection des ions. — La probabilité d'attachement des électrons à l'oxygène est de l'ordre de 50 % par millimètre de parcours dans les conditions choisies. Il faut donc tenir compte de tous les phénomènes pouvant résulter de la présence d'ions négatifs.

Pour une distance entre électrodes de 1 centimètre, et pour un champ électrique de 4 000 volts/cm les temps de collection des ions des deux signes sont inférieurs à 2.10^{-4} s.

2. Recombinaison des ions. — La densité d'ionisation de l'air le long des trajectoires de protons de 150 MeV est très faible. La recombinaison en volume est donc seule à considérer.

La recombinaison ion-ion est négligeable jusqu'à des intensités du faisceau de 10^{10} protons/cm²/s.

3. Diffusion des ions. — C'est la répartition des ions à leur arrivée sur l'électrode collectrice qui est mesurée. Pour qu'elle reproduise aussi fidèlement que possible la répartition en intensité du faisceau, il faut que la diffusion des ions dans une direction perpendiculaire au champ soit faible. Cette diffusion ne dépend ici que du temps de collection des ions. Elle est tout à fait négligeable.

4. Charge d'espace. — Le champ électrique parasite dû à la charge d'espace est facile à calculer dans notre cas où les électrodes sont parallèles et le champ électrique uniforme.

Il faut atteindre des intensités de faisceau de l'ordre de 10^{10} protons/cm²/s pour qu'il devienne important.

Fabrication des électrodes. — Les électrodes sont des feuilles de mylar de 0,02 mm d'épaisseur, aluminisées, faites de la façon suivante. Une feuille de mylar circulaire de diamètre utile 10 cm est rivée sur un support annulaire en plexiglass. Sur cette feuille on projette une couche conductrice d'aluminium par vaporisation sous vide. La forme d'électrode désirée est obtenue à l'aide d'un cache : une autre feuille de mylar dans laquelle est découpé le dessin à obtenir.

L'électrode de tension est aluminisée uniformément. Sur l'électrode collectrice, le dessin est fait de petits carreaux juxtaposés, formant avec l'électrode de tension autant de petites chambres d'ionisation élémentaires, d'égal volume. A titre d'exemple, nous avons facilement réalisé ainsi une électrode comportant 30 cellules (6 rangées de 5) de dimensions 7 × 7 mm, séparées par des intervalles de 1 mm (*fig.* 1).

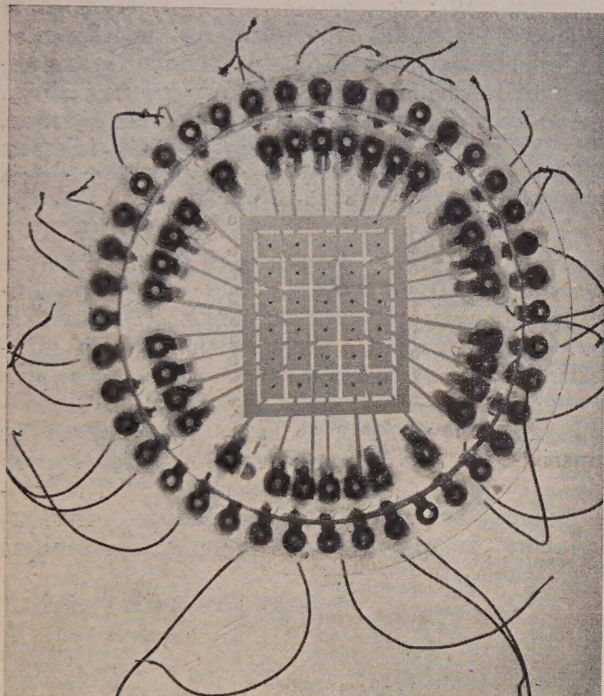


Fig. 1.

Le groupe de carreaux est entouré d'une bande aluminisée reliée à la masse pour que le champ électrique soit bien homogène dans la région de collection des charges.

Pour prélever le courant sur chaque cellule, nous avons projeté de la même façon des conducteurs d'aluminium sur l'envers de la feuille de mylar, avec un cache approprié. Le contact électrique entre chaque carreau et le conducteur correspondant est réalisé à travers la feuille par un trou d'épingle dans lequel on a déposé une goutte de solution colloïdale de carbone. Chaque conducteur d'aluminium projeté aboutit à une cosse-relai rivée sur le pourtour de la feuille. Ce sont les difficultés de réalisation de ce circuit imprimé au revers de la feuille qui limitent le nombre des cellules et leur taille minima.

Tout ce circuit doit être isolé pour ne pas recueillir de charges dans l'atmosphère ambiante très ionisée par la présence du faisceau. Cet isolement est réalisé, dans la partie utile de l'électrode, par une très mince feuille de mylar (quelques microns d'épaisseur) pour limiter la quantité de matière présente dans le faisceau. A la périphérie (sur les cosses-relai etc...) c'est une couche de parafine qui remplit ce rôle.

La quantité de matière totale placée dans le faisceau est de l'ordre de 10 mg/cm², ce qui permet éventuellement d'y laisser en permanence la chambre pendant une expérience.

Partie électronique. — 1. Préamplificateurs. — Il faut réaliser un nombre important de circuits préamplificateurs et adaptateurs d'impédance (un par cellule) et les placer le plus près possible de la chambre pour obtenir un bon isolement et une faible capacité parasite. Ces circuits sont câblés sur un chassis en forme de couronne placé autour de la chambre. L'encombrement permis est donc limité.

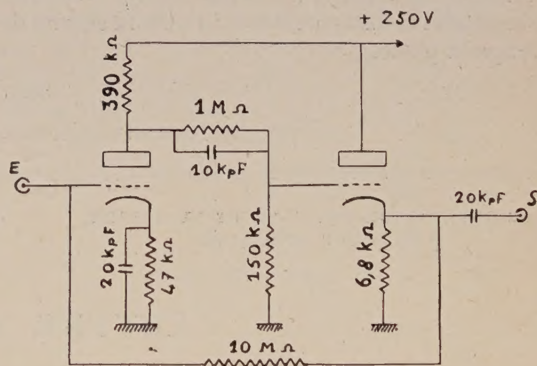


Fig. 2. — Schéma d'un préamplificateur.

Nous avons cherché à obtenir de ces préamplificateurs un gain suffisamment stable au cours du temps et reproductible d'un circuit à l'autre pour ne pas avoir à faire d'ajustage. Le montage choisi est un amplificateur à deux étages, rebouclé en continu de type Miller. Son impédance d'entrée mesurée est de 5 MΩ (*fig.* 2).

Les sorties adaptées sont reliées à un contacteur rotatif télécommandé. Le courant à mesurer est transmis par câble à la salle de commande.

2. Amplificateur. — Les impulsions sont envoyées dans un amplificateur classique dont le gain vaut 3 400. Le dispositif de détection est analogue à celui utilisé dans les voltmètres à lampes : la hauteur de l'impulsion est transformée en niveau continu ; ce niveau est appliqué à la grille d'un tube dont on mesure la variation de courant anodique.

Résultats. — 1. Étalonnage de la chambre. — L'étalonnage de la chambre a été fait dans le faisceau avec l'électrode de collection décrite plus haut. L'écartement des électrodes était ici de 0,2 mm. Les courbes caractéristiques ont été tracées pour différentes intensités de faisceau, en utilisant une chambre d'ionisation à courant continu comme moniteur. Les courbes ne présentent pas le palier habituel ; ceci est dû sans doute au fait que lorsque la tension appliquée varie, la vitesse de collection des ions, donc la forme de l'impulsion de courant, varient également, et cette impulsion n'est plus amplifiée de la même façon par les circuits électroniques.

La réponse obtenue expérimentalement est bien proportionnelle à l'intensité du faisceau pour des tensions appliquées de quelques centaines de volts et pour des intensités de quelques 10^8 protons/cm^2/s.

2. Utilisation. — La répartition de l'intensité suivant une coupe du faisceau est représentée par un tableau de chiffres ; chaque chiffre mesure, en valeur relative, l'intensité traversant la cellule dont il occupe la place.

Par exemple :

0	70	185	24	0
3	135	320	50	0
33	210	520	65	0
45	180	410	72	0
6	150	360	60	0
0	78	190	36	0

Chaque chiffre représente ici l'intensité moyenne traversant un carré de 0,7 cm de côté.

3. Précision. — Les deux principales sources d'erreurs sont : un écartement non constant entre les électrodes, et des capacités parasites différentes sur les grilles d'entrée de chaque élément préamplificateur. Leur effet global peut être évalué à 20 %.

A ceci il faut ajouter une troisième cause d'erreur, non chiffrable *a priori* : l'instabilité du faisceau puisque les lectures des différents courants ne sont pas simultanées.

4. Sensibilité. — La sensibilité de la chambre est limitée par le bruit de fond des préamplificateurs à environ 5.10^5 protons/cm^2/s. Au delà de 10^{10} protons/cm^2/s les conditions de la saturation ne sont plus réunies, et la réponse n'est plus proportionnelle à l'intensité du faisceau.

Je remercie M. David-Boyer dont l'aide et les conseils m'ont été très précieux pour la fabrication des électrodes. Je remercie également M. Monet-Descombey et le Service d'Électronique Physique du laboratoire qui ont réalisé la partie électronique de ce travail.

Manuscrit reçu le 15 juin 1961.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Brand et Schwartz, *Rev. Sc. Instr.*, 1958, **29**, 247.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 11.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 210 A.

LETTRE A LA RÉDACTION

CHAINE D'AMPLIFICATION LINÉAIRE POUR DÉTECTEUR A JONCTION

Par J. C. Caldero, R. Forzani et J. Schmouker,
Institut d'Études Nucléaires, Alger.

I. Introduction. — Les ensembles de comptage classiques associés aux photomultiplicateurs ne sont pas adaptés à la spectrométrie par jonction. En effet, ces détecteurs exigent un appareillage électronique devant combiner à la fois un très faible bruit, un haut gain stable et une insensibilité aux variations de capacité du détecteur.

II. — Chaîne d'amplification. 1. Signal d'entrée. — Toute particule chargée traversant la zone de charge d'espace d'une jonction polarisée en inverse produit, par action ionisante, des paires électron-trou qui sont balayées par le champ de forte intensité régnant dans cette région. A travers le circuit R-C constitué par la capacité de la barrière de potentiel et la résistance de charge, on recueille alors une impulsion dont l'amplitude peut être directement reliée à l'énergie perdue par la particule. Ainsi, pour une jonction, une perte d'énergie d'environ 3,5 eV suffit à libérer un électron alors qu'il faut 30 eV dans une chambre d'ionisation et 700 eV dans un compteur à cristal.

Ce signal véhiculera entre autres deux informations précises :

1° L'énergie de la particule (spectrométrie).

2° L'instant d'émission de la particule (coïncidence rapide).

Ces signaux sont brefs et de faible amplitude, donc difficiles à amplifier dans toute l'étendue de leur spectre sans les mélanger au bruit de fond, qui est d'autant plus élevé que la bande passante de la chaîne amplificatrice est plus large. Nous n'avons considéré que le problème de spectrométrie, pour lequel seule la conservation de l'amplitude importe et non la brièveté du temps de montée. Ceci permet de limiter la bande passante de la chaîne, donc de réduire le bruit de fond.

2. Préamplificateur. — Le problème est d'amplifier jusqu'à 100 V des impulsions de l'ordre du millivolt.

L'étage d'entrée à très faible bruit ayant donné les meilleurs résultats est le cascode. En effet ce montage associe deux triodes et bien que synthétisant les qualités de faible capacité, d'entrée de la penthode, il n'en conserve pas moins les avantages de la triode dans le domaine du faible bruit.

Le premier tube (417 A), monté cathode à la masse, a un excellent facteur de bruit, son amplification est forte et il se trouve chargé par la faible impédance entrée du second tube (EC 86) monté grille à la masse.

D'autre part, la source de signal étant essentiellement capacitive, nous avons abandonné la contre réaction classique où la sensibilité varie avec la capacité du détecteur pour utiliser une contre réaction de charge dans laquelle la capacité du détecteur n'intervient plus (cf. *fig.* 1).

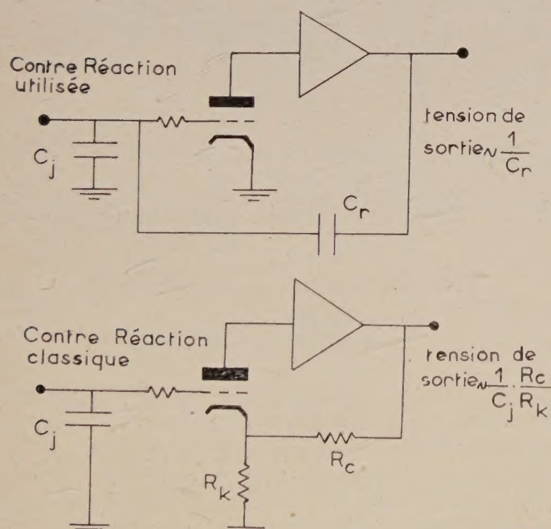


Fig. 1.

Enfin le transport de l'impulsion s'effectue grâce à un cathode-follower (E 186 F) qui permet une sortie sur 100 Ω et une inversion de polarité (cf. *fig.* 2).

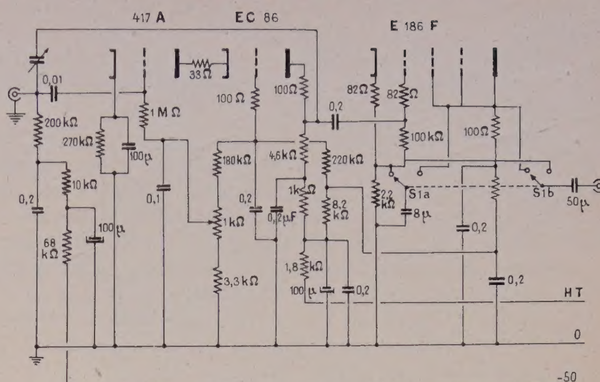


Fig. 2. — Préamplificateur. Les capacités sont exprimées en microfarads.

Performances : Bruit : 150 microvolt à la sortie ; amplitude à la sortie : 100 à 150 millivolt pour des particules alpha de 8 MeV ; bande passante : 2 MHz.

Ce préampli peut-être comparé, malgré sa simplicité, à d'autres montages beaucoup plus complexes. D'autre part, il associe à ses qualités de faible bruit un faible encombrement.

3. Amplificateur. — a) *Alimentation stabilisée haute tension* 330 *V*.

C'est un régulateur de type classique triode-penthode dont la stabilité a été particulièrement étudiée. Les tubes utilisés sont 6 AK 5 et 6080.

b) *Chauffage stabilisé à transistors* 6,3 *V*, 4 *A* (*cf. fig.* 3). — Le principe de cette régulation est le

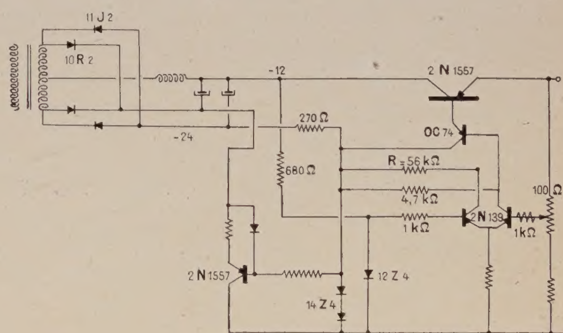


Fig. 3. — Alimentation 6,3 V, 4 A.

suivant : L'écart entre la tension de sortie et une tension de référence donnée par une diode Zener, amplifié par un transistor de commande, donne une tension aux bornes de la résistance de charge R du transistor ballast.

Une condition importante doit être réalisée : le courant base du transistor ballast doit être négligeable devant celui du collecteur du transistor de commande, car il varie en sens inverse et nuit à la régulation. La commande est faite par deux transistors en cascade afin d'augmenter le gain en tension et diminuer la résistance interne. D'autre part, la tension régulée est rendue indépendante de la source en fixant une extré-

mité de R à une valeur plus négative que la tension régulée.

Enfin cette alimentation est munie d'un amplificateur différentiel correcteur de température et d'un dispositif de protection contre les surcharges.

c) *Etages d'amplification.* — Dans la construction de cet amplificateur nous avons surtout porté notre attention sur un choix de penthodes modernes qui se caractérisent par une pente élevée et un faible souffle. Cette chaîne comprend deux étages à contre réaction séparée et chacun des étages comprend trois tubes dont le dernier monté en cathode follower.

Le premier étage est muni d'une E 186 F, d'une EF 184, penthode à grille cadre. Quand au second il utilise une E 83 F et une E 130 L.

D'autre part, la fréquence des impulsions n'étant pas élevée, la remise automatique à un zéro de référence s'effectue à l'aide d'une diode de restitution 6 AL 5.

Enfin la sortie sous faible impédance est obtenue à l'aide d'un double cathode-follower (E 188 C) qui permet de passer des impulsions de 100 V, sans nécessiter une haute tension auxiliaire.

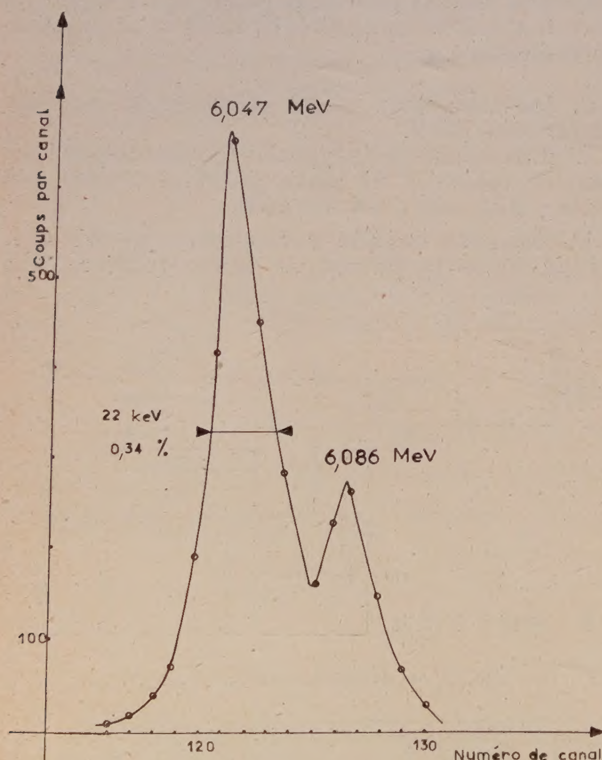


Fig. 4. — Spectre du thorium *C*
Jonction à — 35°.

III. **Diminution du bruit propre de la jonction.** — Bien que le bruit propre des jonctions au silicium utilisées soit nettement inférieur à celui des jonctions au germanium, nous avons essayé d'éliminer les fluctuations d'origine thermique en portant les détecteurs à des basses températures. Le dispositif utilisé est du type condenseur-évaporateur à fréon 12.

Cet appareil est composé d'un compresseur de 1/8 CV d'un évaporateur constitué par un tube de cuivre de 2 cm de diamètre et 20 cm de long, et d'un condenseur refroidi par air. C'est un dispositif très maniable, peu encombrant. Il est facilement adaptable à une enceinte à vide. La jonction logée dans une petite cavité se trouve portée à — 40°.

IV. **Résultats.** — Nous mentionnerons deux expériences réalisées à l'aide d'une jonction Hughes de 2 mm², donnée pour une résolution inférieure à 3%.

La chaîne d'amplification que nous venons de décrire, suivie d'un sélecteur d'amplitude à mémoire magnétique 200 canaux, nous a permis de séparer les deux alphas du Thorium *C* (B_i 212) de 6,086 MeV (27,2 %) et 6,047 MeV (69,9 %) comme le montre la figure 4.

La figure 5 représente le spectre du Thorium *C′* (P_0 212) et l'influence du refroidissement sur le pouvoir

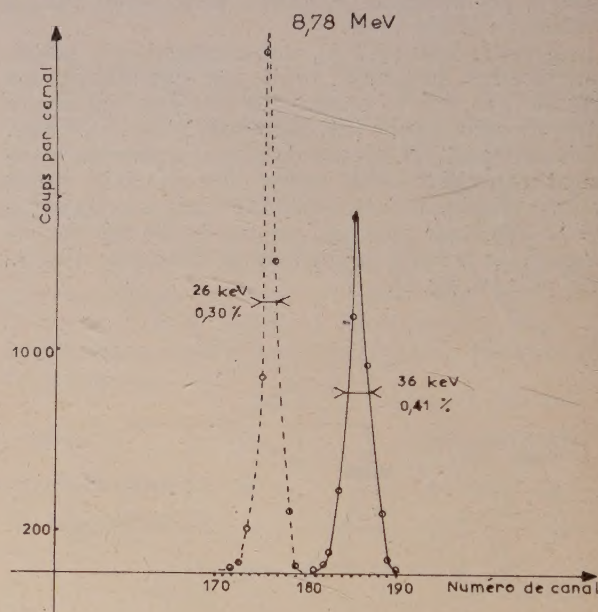


Fig. 5. — Spectre du Thorium *C′*.
Jonction à + 20°.
Jonction à — 35°.

de résolution de la jonction (rapport $\Delta E/E$ où ΔE est la largeur à mi-hauteur du pic et E l'énergie de ce pic).

On remarque qu'en refroidissant à — 35 °C, le pouvoir de résolution passe de 0,41 % à 0,30 %. Ce résultat est meilleur que celui obtenu dans la première expérience (0,34 %) du fait que le spectre du Thorium *C′* comprend un seul pic alors que le Thorium *C* donne deux alphas d'énergies très voisines.

Lettre reçue le 24 juillet 1961.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 4ᵉ trim. 1961. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).